

# Simulation der Zylinderinnenströmung eines Zweiventil-Dieselmotors mit einem skalenauflösenden Turbulenzmodell

Vom Fachbereich Maschinenbau  
an der technischen Universität Darmstadt  
zur  
Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

vorgelegt von

**Dipl.-Math. Eva Brußies**

aus Ludwigsfelde

Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. Johannes Janicka, TU Darmstadt
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. Romuald Skoda, Ruhr-Universität Bochum
Tag der Einreichung:	20.06. 2013
Tag der mündlichen Prüfung:	23.10. 2013





Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Ich erkläre außerdem, dass ich bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Eva Brußies

München, 20. Juni 2013



# Vorwort und Danksagung

Diese Arbeit ist im Rahmen einer Industriepromotion bei der Robert Bosch GmbH am Standort Gerlingen-Schillerhöhe im Bereich Forschung und Vorausbildung zukünftiger Kraftfahrzeugsystem in der Gruppe Gemischbildung und Verbrennung Dieselsysteme entstanden.

Mein Dank gilt zunächst Herrn Prof. Dr.-Ing. Johannes Janicka, Fachgebietsleiter des Instituts für Energie- und Kraftwerkstechnik (EKT) der Technischen Universität Darmstadt für die wissenschaftliche Betreuung der Arbeit und das entgegengebrachte Vertrauen. Herrn Professor Dr.-Ing. Romuald Skoda, Ruhr-Universität Bochum danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit und die freundliche Übernahme des Koreferats.

Ein großer Dank gilt Dr.-Ing. Philippe Leick für die Betreuung und Unterstützung dieser Arbeit bei der Robert Bosch GmbH und die geduldige Durchsicht meiner Dissertation mit vielen sehr hilfreichen Anregungen. Er, sowie meine weiteren Kollegen haben diese Arbeit durch viele interessante und lehrreiche Diskussionen unterstützt.

In einer parallel laufenden Doktorarbeit wurde von Vinzenz Neubert der 2V-Dieselmotor experimentell untersucht und eine umfassende PIV-Datenbasis aufgestellt, die die wesentliche Grundlage der Validierung der Simulationsergebnisse und damit meiner Arbeit ist. Ihm, sowie den weiteren Doktorandenmitstreitern Daniel Hertler, Martin Buschbeck und Sebastian Müller danke ich für das gute Klima und die gegenseitige Motivation.

Zu guter Letzt gilt ein ganz besonderer Dank meinem Mann Dennis und meiner Familie für ihr Verständnis, die Geduld und die stete Unterstützung im Laufe meiner Promotion.

München, Juni 2013

Eva Brußies

# Kurzfassung

Die Luftströmung im Brennraum eines Dieselmotors zum Zeitpunkt der Einspritzung hat einen maßgeblichen Einfluss auf die Gemischbildung, Verbrennung und letztendlich auf die entstehenden Emissionen. Experimentelle Methoden und numerische Strömungssimulation (CFD) bieten die Möglichkeit, die auftretenden Strömungsphänomene zu untersuchen und zu verstehen. In der CFD ermöglicht die Large Eddy Simulation (LES) als ein skalenauflösendes Turbulenzmodell die Abbildung von instantanen und lokalen Strömungsstrukturen und von Zyklusschwankungen. In dieser Arbeit wird die LES für die Berechnung der Zylinderinnenströmung eines realistischen Zweiventil-Dieselmotors angewendet und die Ergebnisse anhand experimenteller Daten validiert. Zusätzlich wird die Anwendung im industriellen Umfeld, insbesondere im Vergleich zur etablierten RANS-Methode, bewertet. Für die Validierung steht eine umfassende Datenbasis aus HS-PIV-Untersuchungen bestehend aus zeitlich hoch aufgelösten Geschwindigkeitsvektorfeldern in horizontalen und vertikalen Messebenen zur Verfügung. Um die Vergleichbarkeit zu den experimentellen Untersuchungen am Motorprüfstand zu gewährleisten, wurden die für die Simulation notwendigen Geometrie- und Randbedingungen in enger Abstimmung mit dem Experiment definiert.

Die Simulationen wurden mit dem kommerziellen CFD-Löser ANSYS CFX auf einem Hochleistungsrechner durchgeführt. Dabei wurde ein hochwertiges blockstrukturiertes Hexaedergitter verwendet. Im Rahmen der Arbeit wurde ein Algorithmus entwickelt, der es ermöglicht, die bewegte Motorgeometrie während der Rechnung anhand bestimmter Qualitätskriterien automatisiert neu zu vernetzen. Für eine rechenzeitreduzierte Berechnung mehrerer LES-Zyklen, die für die statistische Auswertung notwendig sind, wurde die Zyklenreihenparallelisierung verwendet.

Zu den charakteristischen Strömungen des Zweiventil-Dieselmotors gehören die Einlassströmung mit den sehr hohen Geschwindigkeiten und Fluktuationen und die sich in der Kompressionsphase ausbildende Drallströmung. Gegen Ende der Kompressionsphase führt die Quetschspaltströmung zu einer Erhöhung des Turbulenzgrades in der Mulde. Mit der LES können diese Strömungen und instantane und lokale Strömungsfluktuationen zusammen mit der daraus resultierenden mittleren turbulenten kinetischen Energie, insbesondere in der Kompressionsphase, gut wiedergegeben werden. Auch zyklische Schwankungen, z.B. charakterisiert durch die Variation des Drallzentrums, werden im Vergleich zum Experiment sehr gut abgebildet.

Die Anwendung der LES für die Berechnung der Zylinderinnenströmung ist im industriellen Umfeld prinzipiell möglich und ermöglicht die gewünschte Abbildung der kleinskaligen Strömungen und Zyklusschwankungen. Gemittelte Werte werden sowohl von LES als auch von RANS im Vergleich zum Experiment richtig wiedergegeben. Allerdings ist für die LES ein gegenüber der RANS-Simulation deutlich erhöhter Ressourcenaufwand in allen drei Phasen vor, während, und nach der Rechnung notwendig.

# Abstract

The cylinder charge motion of a diesel engine at the time of injection influences to a significant degree the mixture formation and combustion and consequentially the resulting emissions. Experimental methods as well as computational fluid dynamics (CFD) can be used to investigate the occurring flow phenomena. The Large Eddy Simulation (LES) as a scale resolving turbulence model allows to resolve instantaneous and local flow structures as well as cyclic variations. LES is used in this thesis to simulate the in-cylinder flow of a realistic two-valve diesel engine. The LES results are validated using experimental data. In addition, the application of LES in an industrial environment is assessed, especially with regards to a systematic comparison to more established Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) methods. For validation purposes, a comprehensive experimental High-Speed PIV data basis composed of high-resolution – both in time and space – velocity vector fields is available. To ensure comparability of simulation results to experimental data, the simulation boundary conditions and geometry are defined to match the experimental engine investigations as closely as possible.

The simulation was carried out using the commercial CFD solver ANSYS CFX on a high performance computer cluster. A high quality block structured mesh consisting of hexahedral elements was used. As part of the present work, an algorithm for automated remesh based on mesh quality criteria was developed. This was necessary because of mesh deformation due to the moving parts within the considered engine geometry. To reduce computational time for the simulation of several successive engine cycles, which are necessary for statistical evaluations of mean flow fields, turbulence and cycle-to-cycle fluctuations, a cycle-parallel approach was used.

The inlet flow with very high velocities and fluctuations and the swirl flow which develops during the compression stroke are two main characteristic properties of the in-cylinder flow of the two-valve diesel engine. At the end of the compression stroke, the turbulence within the piston bowl increases due to the squish flow. The Large Eddy Simulation is able to reproduce these flow phenomena and the instantaneous and local fluctuations as well as the resulting turbulent kinetic energy, especially during the compression phase. Also cyclic variations, e.g. visible as cycle-to-cycle variations of the swirl center, are predicted in good agreement to experiment.

In principle, the application of LES for the simulation of in-cylinder flows in industrial contexts is possible. The desired reproduction of the small scale flow structures as well as the cycle-to-cycle variations is achieved by the LES. Average values are in good agreement to the experiment for both simulation methods – LES as well as RANS. However, in comparison to RANS, the LES requires significantly more effort and resources for all three stages of the simulation, that are pre-processing, computation and post-processing.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Vorwort</b>	<b>v</b>
<b>Kurzfassung / Abstract</b>	<b>vi</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>xi</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Strömung und Turbulenz</b>	<b>7</b>
2.1 Grundgleichungen der Strömungsmechanik . . . . .	7
2.2 Statistische Beschreibung turbulenter Strömungen . . . . .	9
2.2.1 Reynolds-Mittel, Reynolds- und Favre-Zerlegung . . . . .	9
2.2.2 Reynolds-gemittelte Grundgleichungen . . . . .	10
2.3 Eigenschaften turbulenter Strömungen . . . . .	12
2.3.1 Erhaltungsgleichung für die turbulente kinetische Energie . . . . .	12
2.3.2 Energiekaskade und Kolmogorov-Hypothesen . . . . .	13
2.3.3 Modellspektrum der turbulenten kinetischen Energie . . . . .	14
2.3.4 Zeit- und Längenskalen turbulenter Strömungen . . . . .	17
<b>3 Numerische Strömungssimulation – Computational Fluid Dynamics</b>	<b>19</b>
3.1 RANS-Simulation . . . . .	19
3.1.1 $k$ - $\epsilon$ -Modell . . . . .	20
3.1.2 $k$ - $\omega$ -Modell . . . . .	21
3.1.3 SST-Modell . . . . .	22
3.2 Large Eddy Simulation . . . . .	23
3.2.1 Prinzip und Filterung . . . . .	23
3.2.2 Gefilterte Grundgleichungen . . . . .	25
3.2.3 SGS-Modelle: Smagorinsky und WALE . . . . .	28
3.2.4 Berechnung statistischer Turbulenzgrößen aus LES-Ergebnissen . .	30
3.3 Alternative skalenauflösende Turbulenzmodelle . . . . .	32

3.3.1	Detached Eddy Simulation . . . . .	32
3.4	Wandmodellierung . . . . .	34
3.4.1	Eigenschaften wandnaher turbulenter Strömung . . . . .	34
3.4.2	RANS-Wandmodellierung . . . . .	36
3.4.3	Wandbehandlung in LES . . . . .	38
3.5	Numerische Methoden . . . . .	39
<b>4</b>	<b>Vorarbeiten und Konfiguration der Simulation</b>	<b>45</b>
4.1	Geometrie und Hubkurven . . . . .	45
4.1.1	Abstimmung mit der Prüfstandsgeometrie . . . . .	45
4.1.2	Notwendige Modifikationen von Geometriedetails . . . . .	46
4.1.3	Ventilhubkurven . . . . .	48
4.1.4	Statische und dynamische Kolbenhubkurve . . . . .	49
4.2	Randbedingungen . . . . .	51
4.2.1	Randbedingungen aus dem Experiment . . . . .	51
4.2.2	Massenstromrandbedingungen aus 1D-Systemsimulation . . . . .	52
4.2.3	Einlass-, Auslass- und Blowby-Randbedingungen . . . . .	53
4.2.4	Wandrandbedingungen . . . . .	56
4.2.5	Numerische Studien und daraus folgende Anpassungen der Randbedingungen . . . . .	57
4.3	Gitter und Vernetzungsalgorithmen . . . . .	63
4.3.1	Blockstrukturiertes Gitter und Hexaederelemente . . . . .	64
4.3.2	Gitterqualitätskriterien . . . . .	65
4.3.3	Automatische Gittergenerierung über Skripte . . . . .	68
4.3.4	LES-Gitteranforderungen . . . . .	72
4.4	Test alternativer skalenauflösender Turbulenzmodelle . . . . .	73
4.5	Konfiguration der Rechnung in ANSYS CFX . . . . .	75
4.5.1	Wahl der Zeitschrittweite . . . . .	76
4.5.2	Initialisierung . . . . .	78
4.5.3	Zyklusreihenparallele Simulation . . . . .	79
4.6	Durchgeführte Rechnungen . . . . .	82
<b>5</b>	<b>Auswertung und Validierung der Simulationsergebnisse</b>	<b>87</b>
5.1	Vorhandene experimentelle Daten . . . . .	87
5.1.1	PIV-Daten . . . . .	87
5.2	Auswerteverfahren . . . . .	92
5.3	Strömungsfelder und Strömungscharakteristika . . . . .	94

5.3.1	Überblick . . . . .	94
5.3.2	Einlassströmung . . . . .	96
5.3.3	Drallströmung . . . . .	102
5.3.4	Zyklusschwankungen . . . . .	114
5.3.5	Turbulenz . . . . .	117
5.3.6	Energiespektrum, Längen- und Zeitskalen . . . . .	122
5.4	Qualität der Simulation . . . . .	127
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>133</b>
6.1	Zusammenfassung . . . . .	133
6.2	Ausblick . . . . .	137
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>139</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>147</b>



# Symbolverzeichnis

Symbol	Bedeutung	Einheit
<b><i>Latein</i></b>		
$a$	Kurbelwellenradius	[m]
$A_{\text{Blowby}}$	Flächenbetrag Blowbyrandbedingungsfläche	[m <sup>2</sup> ]
$\mathbf{A}$	Koeffizientenmatrix Gleichungssystem	[var.]
$\mathbf{b}$	Rechte Seite Gleichungssystem	[var.]
$c_f$	Wandreibungskoeffizient	[-]
$c_{fs}$	Modellkonstante $k$ -Transportmodellgleichungen	[-]
$c_s$	Faktor im Vergleich LES- zu RANS-Dissipation	[-]
$c_{les}$	Verhältnis Gitter- zu LES-Filterweite	[-]
$c_{lim}$	Faktor TKE-Wachstumsbegrenzung	[-]
$c_p$	Spezifische Wärmekapazität bei konst. Druck	[J/(kg K)]
$c_\alpha, c_{\alpha1}, c_{\alpha2}$	Modellkonstanten $\omega$ -Modellgleichungen	[-]
$c_\beta, c_{\beta1}, c_{\beta2}$	Modellkonstanten $\omega$ -Modellgleichungen	[-]
$c_{\varepsilon1}, c_{\varepsilon2}$	Modellkonstanten $\varepsilon$ -Modellgleichungen	[-]
$C$	Index Zyklusnummer	[-]
$C_{des}$	SST-DES-Modellkonstante	[-]
$C_l$	Konstante logarithmisches Wandgesetz	[-]
$C_s$	Smagorinsky-Modellkonstante	[-]
$C_{sst}$	SST-Modellkonstante	[-]
$C_w$	WALE-Modellkonstante	[-]
$C_\mu$	$k$ - $\varepsilon$ -Modellkonstante	[-]
$d_B$	Bohrungsdurchmesser Brennraum	[m]
$D$	Volumengemittelte Drallzahl	[-]
$D_E$	Ebenengemittelte Drallzahl	[-]
$D^k$	Dissipationsterm der $k$ -Modelltransportgleichungen	[kg/(m s <sup>3</sup> )]
$e$	Innere Energie pro Einheitsmasse	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$e_{kin}$	Kinetische Energie pro Einheitsmasse	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$e_{tot}$	Totalenergie pro Einheitsmasse	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$E = \frac{1}{2}(\mathbf{u} \cdot \mathbf{u})$	Kinetische Energie pro Einheitsmasse	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$\mathcal{E}(\kappa)$	Modellspektrum der TKE	[m <sup>3</sup> /s <sup>2</sup> ]
$\overline{\mathcal{E}}(\kappa)$	Gefiltertes TKE-Modellspektrum	[m <sup>3</sup> /s <sup>2</sup> ]
$E_{11}, E_{22}$	Eindimensionale TKE-Spektren	[m <sup>3</sup> /s <sup>2</sup> ]

Symbol	Bedeutung	Einheit
$f(r, t)$	Longitudinale Autokorrelation	[-]
$f_L(\kappa L)$	Turbulenzproduktion im Modellspektrum $\mathcal{E}(\kappa)$	[-]
$f_\eta(\kappa\eta)$	Turbulenzdissipation im Modellspektrum $\mathcal{E}(\kappa)$	[-]
$F_{des}$	Gewichtungsfunktion zonales SST-DES-Modell	[-]
$F_1(y), F_2(y)$	Gewichtungsfunktionen SST-Modell	[-]
$g(r, t)$	Transversale Autokorrelation	[-]
$\bar{\mathbf{g}} = \bar{g}_{ij}$	Geschwindigkeitsgradient-Tensor der gefilterten Geschwindigkeiten	[1/s]
$G(\mathbf{x}, \mathbf{r}, t)$	Filterkernfunktion	[1/m <sup>3</sup> ]
$G_R$	Filterkernfunktion des 3D Rechteck-Filters	[1/m <sup>3</sup> ]
$G_V$	Filterkernfunktion des Volumenmittel-Filters	[1/m <sup>3</sup> ]
$\hat{G}(\kappa)$	Filter-Fourier-Transformation	[-]
$ \bar{\mathbf{G}} $	Norm des Tensors $\bar{\mathbf{G}}$	[1/s <sup>2</sup> ]
$\bar{\mathbf{G}} = \bar{G}_{ij}$	Spurfreier symmetrischer Anteil des quadrierten Geschwindigkeitstensors	[1/s <sup>2</sup> ]
$h$	(Statische) Enthalpie pro Einheitsmasse   Gitterweite	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]   [m]
$h_c$	Wandwärmedurchgangskoeffizient	[W/(m <sup>2</sup> K)]
$h_{n,i}$	Elementarausdehnungen des Volumenelements $V_n$	[m]
$h_{tot}$	Totalenthalpie pro Einheitsmasse	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$h_q, \tilde{h}_q, \tilde{h}_{q,mod}$	Quetschspalthöhen	[m]
$h_\Delta$	Quetschspalthöhendifferenz	[m]
$J(\mathbf{u})$	Betrag der Rotation des normierten Geschwindigkeitsfeldes	[1/m]
$k = \frac{1}{2\bar{\rho}} \overline{\rho \mathbf{u}''^2}$	Mittlere turbulente kinetische Energie (TKE) (basierend auf der Favre-Zerlegung)	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$k_r$	TKE der Feinstrukturen	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$k_{(0,\kappa)}$	Normiertes kumulatives TKE-Spektrum	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$k'$	Instantane turbulente kinetische Energie	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$\bar{k}'$	TKE gebildet aus $\bar{u}', \bar{v}', \bar{w}'$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$\tilde{k}_{PIV}$	TKE-Abschätzung aus exp. Standardabweichung	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$l$	(Charakteristische) Länge	[m]
$l_p$	Pleuellänge	[m]
$l_r$	Charakteristische Länge der Feinstrukturen	[m]
$l_s$	Smagorinsky-Längenskala	[m]
$l_{des}$	SST-DES-Längenskala	[m]
$l_D$	Trennung zw. Transfer- und Dissipationsbereich	[m]
$l_E$	Trennung zw. Energie- und Gleichgewichtsbereich	[m]
$l_{LES}$	Räumliche Auflösung der LES	[m]
$l_{PIV}$	Räumliche Auflösung der PIV	[m]
$l_\nu$	Wandeinheit	[m]

Symbol	Bedeutung	Einheit
$l_0$	Charakteristische Längenskala der größten turbulenten Wirbelstrukturen	[m]
$L$	Turbulente Längenskala	[m]
$L_{11}$	Longitudinale integrale Längenskala	[m]
$L_{22}$	Transversale integrale Längenskala	[m]
$\dot{m}_{\text{Blowby}}$	Blowby-Massenstromrandbedingung	[kg/s]
$n$	Zeitschritt	[-]
$M$	Molare Masse	[kg/kmol]
$\mathbf{n}$	Normalenvektor	[m]
$N$	Motordrehzahl   Anzahl	[U/min]   [-]
$\mathbf{N}_n(\mathbf{s})$	Ansatzfunktion	[-]
$p$	Druck	[kg/(m s <sup>2</sup> )]
$p_n(\theta)$	Normierte Kolbenhubstauchung	[-]
$p_L$	Ladedruck	[bar]
$p_1$	Ausgangsdruck adiabate Kompression	[bar]
$p_2(\theta)$	Zylinderinnendruck basierend auf adiabater Kompression	[bar]
$P$	Produktionsrate der TKE	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]
$P_r$	Produktionsrate der Feinstruktur-TKE	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]
$q_w$	Wandwärmestromdichte	[J/(m <sup>2</sup> s)]
$r$	Radius, Abstand zum Brennraumzentrum	[m]
$r_B$	Bohrungsradius Brennraum	[m]
$r_0$	Radius des ersten Funktions-Nulldurchganges	[m]
$\mathbf{r}$	Richtungsvektor	[m]
$\mathbf{r}^n$	Residuum Gleichungssystem	[var.]
$R$	Universelle Gaskonstante	[J/(K mol)]
$R_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{r}, t)$	2-Punkt-Autokovarianz	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$Re = \frac{ul}{\nu}$	Reynolds-Zahl	[-]
$Re_x = \frac{u_\infty x}{\nu}$	Reynolds-Zahl der Plattengrenzschicht	[-]
$Re_L = \frac{k^{1/2} L}{\nu}$	Reynolds-Zahl gebildet mit der turb. Längenskala	[-]
$R_{11}, R_{22}$	Longitudinale und transversale Autokovarianz	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$s_d(\theta)$	Dynamischer Kolbenhub	[m]
$s_s(\theta)$	Statischer Kolbenhub	[m]
$s_v(\theta)$	Ventilhub	[m]
$\mathbf{s} = (s, t, u, )^T$	Koordinaten 3D-Standardelement	[-]
$\mathbf{s}' = s'_{ij}$	Deformationstensor der fluktuierenden Strömung	[1/s]
$S$	Kontrollvolumenoberfläche	[m <sup>2</sup> ]
$\overline{\mathbf{S}} = \overline{S}_{ij}$	Deformationstensor der gemittelten bzw. gefilterten Strömung	[1/s]
$ \overline{\mathbf{S}} $	Norm des Deformationstensors $\overline{\mathbf{S}}$	[1/s]
$t$	Zeit	[s]
$T$	Temperatur   Index Ergebniszeitschritt	[K]   [-]

Symbol	Bedeutung	Einheit
$\mathcal{T}$	Transferrate der TKE	$[\text{m}^2/\text{s}^3]$
$T_a$	Außenwandtemperatur	$[\text{K}]$
$T_w$	Wandtemperatur	$[\text{K}]$
$T_{nw}$	Wandnächste Temperatur	$[\text{K}]$
$T_P$	Periodendauer im Phasenmittel	$[\text{s}]$
$T^+$	Temperatur in Wandeinheiten	$[-]$
$\mathbf{T}' = T'_i$	Turbulenter Transport der TKE	$[\text{m}^3/\text{s}^3]$
$\mathbf{T}'_r$	Transport der Feinstruktur-TKE	$[\text{m}^3/\text{s}^3]$
$u$	(Charakteristische) Geschwindigkeit	$[\text{m}/\text{s}]$
$u_r$	Charakteristische Geschwindigkeit der Feinstrukturen	$[\text{m}/\text{s}]$
$u_{rms}$	RMS-Geschwindigkeit	$[\text{m}/\text{s}]$
$u_\eta$	Kolmogorov-Geschwindigkeitsskala	$[\text{m}/\text{s}]$
$u_\tau$	Wandschubspannungsgeschwindigkeit	$[\text{m}/\text{s}]$
$u_\infty$	Freiströmgeschwindigkeit	$[\text{m}/\text{s}]$
$u^+$	Mittlere Geschwindigkeit in Wandeinheiten	$[-]$
$u^*$	Geschwindigkeitsskalierung Wandmodellierung	$[\text{m}/\text{s}]$
$\mathbf{u} = (u, v, w)^T$	(Instantane) Geschwindigkeit	$[\text{m}/\text{s}]$
$ \mathbf{u} _{2C}$	Zweikomponentiger Geschwindigkeitsbetrag	$[\text{m}/\text{s}]$
$v_{Blowby}$	Blowby-Geschwindigkeitsrandbedingung	$[\text{m}/\text{s}]$
$\bar{v}_n$	Über $n$ Zyklen gemittelte Geschwindigkeit	$[\text{m}/\text{s}]$
$\bar{v}_\infty$	Grenzwert der gemittelten Geschwindigkeit	$[\text{m}/\text{s}]$
$V_n$	Volumen des Volumenelements $V_n$	$[\text{m}^3]$
$V_H$	Hubvolumen	$[\text{m}^3]$
$V_1$	Ausgangsvolumen adiabate Kompression	$[\text{m}^3]$
$V_2(\theta)$	Variables Volumen adiabate Kompression	$[\text{m}^3]$
$V_{OT}$	Brennraumvolumen im OT	$[\text{m}^3]$
$V_\Delta$	Ausgleichsvolumen durch Quetschspalterhöhung	$[\text{m}^3]$
$V_-$	Durch Geometrieänderungen wegfallendes Brennraumvolumen	$[\text{m}^3]$
$V$	3D Strömungsgebiet   Kontrollvolumen	$[\text{m}^3]$
$V_n$	Volumenelement	$[\text{m}^3]$
$x$	Strömungsrichtung   Lauflänge Grenzschichtströmung	$[\text{m}]$
$\mathbf{x} = (x, y, z)^T$	Ortsvektor	$[\text{m}]$
$\mathbf{x}_D$	Drallzentrum	$[\text{m}]$
$\mathbf{x}_M$	Massenzentrum	$[\text{m}]$
$\mathbf{x}_{disp}$	Knotenverschiebung bei Gitterdeformation	$[\text{m}]$
$\mathbf{x}_{ip}$	Integrationspunkt des Kontrollvolumens	$[\text{m}]$
$\mathbf{x}_{up}$	Stromaufwärts vom Integrationspunkt gelegener Punkt	$[\text{m}]$
$y$	Wandabstand, wandnormale Koordinate	$[\text{m}]$

Symbol	Bedeutung	Einheit
$y^+$	Wandnormale Koordinate in Wandeinheiten	[-]
$z_E$	Konstante $z$ -Koordinate einer horizontalen Ebene	[m]
<b>Griechisch</b>		
$\beta$	Faktor räumliche Diskretisierungsverfahren	[-]
$\gamma$	Isentropenexponent	[-]
$\Gamma_{disp}$	Gittersteifheit	[m <sup>2</sup> /s]
$\delta$	Grenzschichtdicke	[m]
$\Delta, \Delta_i, \Delta_n$	Filterweiten	[m]
$\Delta_s$	Maximale Kolbenhubstauchung im ZOT	[m]
$\Delta_{cn}$	Integrale Differenz (Zyklenkonvergenz)	[m/s]
$\Delta t$	Zeitschrittweite	[s]
$\varepsilon$	Dissipationsrate der TKE	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]
$\varepsilon_r$	Feinstruktur-Dissipation	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]
$\tilde{\varepsilon}$	Pseudo-Dissipationsrate der TKE	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]
$\bar{\varepsilon}$	Pseudo-Dissipationsrate gebildet mit den gefilterten Geschwindigkeiten	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]
$\epsilon, \epsilon_{mod}$	Verdichtungsverhältnisse	[-]
$\eta$	Kolmogorov-Längenskala	[m]
$\theta$	Kurbelwinkelgrad	[°]
$\kappa = \frac{2\pi}{l}$	Wellenzahl	[1/m]
$\kappa_k$	von-Kármán-Konstante	[-]
$\kappa_{80}$	Wellenzahl bei 80% der TKE	[1/m]
$\boldsymbol{\kappa} = (\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3)^T$	Wellenzahlvektor	[1/m]
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit	[W/(K m)]
$\lambda_f$	Longitudinale Taylor-Mikroskala	[m]
$\lambda_g$	Transversale Taylor-Mikroskala	[m]
$\mu$	Dynamische Viskosität	[kg/(m s)]
$\mu_{eff} = \bar{\mu} + \mu_t$	Effektive dynamische Viskosität der RANS-Gleichungen	[kg/(m s)]
$\mu_{eff}^r = \bar{\mu} + \mu_r$	Effektive dynamische Viskosität der gefilterten Gleichungen	[kg/(m s)]
$\mu_r$	Dynamische Feinstrukturviskosität	[kg/(m s)]
$\mu_t$	Turbulente dynamische Viskosität	[kg/(m s)]
$\nu = \frac{\mu}{\rho}$	Kinematische Viskosität	[m <sup>2</sup> /s]
$\nu_r$	Kinematische Feinstrukturviskosität	[m <sup>2</sup> /s]
$\rho$	Dichte	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma, \sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$	Standardabweichungen (der Geschwindigkeitskomponenten)	[m/s]
$\sigma_k, \sigma_{k1}, \sigma_{k2}$	Turbulente Prandtl-Zahlen $k$ -Transportmodellgleichungen	[-]
$\sigma_\varepsilon$	Modellkonstante $\varepsilon$ -Modellgleichungen	[-]

Symbol	Bedeutung	Einheit
$\sigma_\omega, \sigma_{\omega 1}, \sigma_{\omega 2}$	Modellkonstanten $\omega$ -Modellgleichungen	[-]
$\sigma_{des}$	Gewichtungsfunktion zonales SST-DES-Modell	[-]
$\tilde{\sigma}_{LES}$	Abschätzung der LES-Standardabweichung	[m/s]
$\tau$	Turbulente Zeitskala	[s]
$\tau_w$	Wandschubspannung	[kg/(m s <sup>2</sup> )]
$\tau_\eta$	Kolmogorov-Zeitskala	[s]
$\boldsymbol{\tau} = \tau_{ij}$	Spannungstensor	[kg/(m s <sup>2</sup> )]
$\boldsymbol{\tau}^{\mathcal{N}}$	Spannungstensor des numerischen Verfahrens	[kg/(m s <sup>2</sup> )]
$\boldsymbol{\tau}^r$	Anisotroper Feinstruktur-Spannungstensor	[kg/(m s <sup>2</sup> )]
$\boldsymbol{\tau}^R$	Feinstruktur-Spannungstensor	[kg/(m s <sup>2</sup> )]
$\boldsymbol{\tau}_t = -\overline{\rho \mathbf{u}'' \mathbf{u}''^T}$	Turbulenter Reynolds-Spannungstensor (basierend auf der Favre-Zerlegung)	[kg/(m s <sup>2</sup> )]
$\phi$	Allg. Strömungsgröße, Variable oder Konstante	[var.]
$\phi, \phi'$	Lösungsvektor Gleichungssystem	[var.]
$\omega$	Turbulente Frequenz	[1/s]
$\overline{\boldsymbol{\Omega}} = \overline{\boldsymbol{\Omega}}_{ij}$	Rotationstensor der gemittelten Strömung	[1/s]

### ***Symbole***

$\overline{\phi}$	Reynolds-Mittel   Gefilterte Grobstruktur
$\phi' = \phi - \overline{\phi}$	Fluktuierender Anteil der Reynolds-Zerlegung   Feinstruktur
$\tilde{\phi}$	Favre-Mittel   Favre-Filter
$\phi'' = \phi - \tilde{\phi}$	Fluktuierender Anteil der Favre-Zerlegung
$\langle \phi \rangle$	Reynolds-Mittel (ab Abschnitt 3.2)
$\overline{\phi}'$	Fluktuierender Anteil der Reynolds-Zerlegung gebildet mit der gefilterten Grobstruktur
$ \phi $	(Geschwindigkeits-)Betrag   Norm
$\delta_{ij}$	Kronecka-Symbol
$\Delta$	Abstand, Differenz
$\nabla$	Gradient
$\nabla \times$	Rotation
$\frac{\overline{D}}{Dt} = \partial_t + \overline{\mathbf{u}} \cdot \nabla$	Substantielle Ableitung gemittelter   gefilterter Größen, Konvektiver Transport $-\frac{\overline{D}}{Dt}$
$\bigcup_n$	Vereinigung
$\mathcal{O}$	Ordnung

### ***Abkürzungen***

ASP	Arbeitsspiel
AV, AVö, AVs	Auslassventil   öffnet   schließt
CAD	Computer-Aided Design
CFD	Computational Fluid Dynamics

---

CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
CPU	Central Processing Unit
DES	Detached Eddy Simulation
EV, EVö, EVs	Einlassventil   öffnet   schließt
HFM	Heißfilm-Luftmassenmesser
LES	Large Eddy Simulation
LWOT	Ladungswechsel-OT
OT	Oberer Totpunkt
PIV	Particle Image Velocimetry
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
RMS	Root Mean Square
SGS	Subgrid Scale
SST	Shear-Stress Transport
TKE	Mittlere turbulente kinetische Energie
UT	Unterer Totpunkt
WALE	Wall-Adaptive Local Eddy-Viscosity
WF-LES	Wall-Function LES
WM-LES	Wall-Modelled LES
WR-LES	Wall-Resolving LES
ZOT	Zünd-OT
2V	Zwei-Ventil
2D-2C	Zweidimensional-Zweikomponentig
3D-3C	Dreidimensional-Dreikomponentig

### ***Verwendete Tools/Software***

ANSYS CFX Post, Solver, Pre 13.0 (CFD Software) [4, 5]

ANSYS ICEM CFD 13.0 ((Hexaeder-)Vernetzung)

Bash (Skriptsprache)

Gnuplot (Grafik)

GT-POWER (1D-Motorsystemsimulation)

Origin (Datenanalyse und Grafik)

Tecplot 360 (CFD Auswertung und Visualisierung) [85]





# Kapitel 1

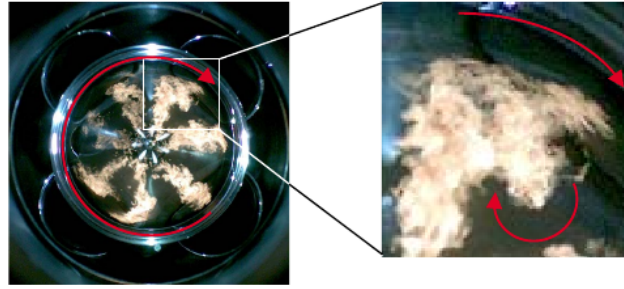
## Einleitung

J.B. Heywood [48] gibt im Jahr 1987 auf die Frage, ob ein Jahrhundert nach Erfindung des Motors<sup>1</sup> nur sehr wenig Potenzial für die Weiterentwicklung vorhanden sei, die Antwort, dass das nicht der Fall wäre. Er sieht für die Otto- und Dieselmotoren noch erhebliche Entwicklungspotenziale im Bereich Effizienz, Leistung und Emissionsreduzierung voraus. Ein weiteres viertel Jahrhundert später ist diese Antwort immer noch gültig: Neben der Steigerung der spezifischen Leistung und der Wirkungsgradverbesserung, ist die Emissionsreduzierung ein wesentliches Ziel der motorischen Entwicklung geblieben [60].

Das Ziel der Emissionsminderung wird vor allem durch Emissionsgesetzgebungen [2] vorangetrieben und betrifft sowohl die Reduzierung durch Abgasnachbehandlungssysteme als auch die Reduzierung der innermotorischen Emissionen. Innermotorische Emissionen werden sowohl im Dieselmotor als auch im Ottomotor maßgeblich von der Gemischbildung und Verbrennung beeinflusst [60]. Bei der dieselmotorischen Verbrennung ist die Gemischbildung bei Einspritzung kurz vor dem oberen Totpunkt in die komprimierte Luft gekennzeichnet durch die Teilprozesse Strahlzerfall, Tropfendynamik und Verdampfung. Diese laufen nahezu gleichzeitig mit der Selbstzündung und Verbrennung ab. Die Gemischbildungs- und Verbrennungsvorgänge werden neben den sehr hohen Einspritzdrücken, die für eine ausreichende Eindringtiefe des Kraftstoffes in den Brennraum notwendig sind, von der Ladungsbewegung beeinflusst [47]. Die Ladungsbewegung wird durch die in der Aus- und Einlassphase in den Brennraum aus- bzw. einströmenden Gase und die dadurch induzierten makroskopischen, instantanen und lokalen Strömungsstrukturen charakterisiert. Der Einfluss der für den Dieselmotor typischen makroskopischen Drallbewegung ist in Abbildung 1.1 anhand der Verwehung der von den einzelnen Spraykeulen ausgehenden Verbrennung sichtbar. Diese ist überlagert von turbulenten, instantanen und lokalen Wirbelstrukturen. Neben dieser innerhalb *eines* Arbeitsspiels stattfindenden Beeinflussung haben zyklische Schwankungen, d.h. Änderungen der Strömung von Arbeitsspiel zu Arbeitsspiel, einen Anteil an dem Gesamtemissionsgrad [72].

---

<sup>1</sup> 1876 – Nicolaus August Otto (1832-1891) erfindet einen Viertakt-Flugkolbenmotor,  
1893 – Rudolf Diesel (1885-1913) patentiert das auf Direkteinspritzung und Selbstzündung basierende Verbrennungsverfahren



**Abbildung 1.1:** Einfluss der Ladungsbewegung auf Gemischbildung und Verbrennung in einem Dieselmotor (zur Verfügung gestellt von O. Heinold, Beschreibung der Messtechnik und ähnliche Ergebnisse in [45]).

Eine Möglichkeit, innermotorische Emissionen zu reduzieren, ist somit durch eine gezielte Beeinflussung der Ladungsbewegung gegeben, z.B. durch eine variable Ventilsteuerung [54]. Um solche Maßnahmen so umzusetzen, dass der gewünschte Effekt eintritt, ist zunächst ein umfassendes Verständnis der Vorgänge während der Ladungsbewegung notwendig. Dieses Verständnis kann durch experimentelle Untersuchungen oder durch dreidimensionale Strömungssimulationen (Computational Fluid Dynamics, CFD) vertieft werden. Experimentelle Untersuchungen sind mit steigendem Komplexitätsgrad möglich: Die Drallströmung kann beispielsweise in einem sogenannten Blasversuch mit der Schaufelradmethode nach Thien [87] bewertet werden. Endoskopzugänge am Emissionsmotor ermöglichen einen begrenzten Einblick in den Brennraum. Die Untersuchung an optisch zugänglichen Einzylindermotoren [50] bietet maximalen Einblick und ermöglicht zusammen mit der Particle Image Velocimetry (PIV) [76, 90] die Bestimmung ebenenweiser Geschwindigkeitsfelder.

In der 3D-CFD ist die Lösung der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (Reynolds-Averaged Navier-Stokes, RANS) mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen<sup>2</sup> für die Untersuchung innermotorischer Vorgänge im industriellen Umfeld etabliert. Die Ergebnisse einer RANS-Simulation sind Reynolds-gemittelte Werte, die dem Ensemble- oder Phasenmittel experimenteller Untersuchungen entsprechen. Lokale und instantane Strömungsstrukturen und Zyklusschwankungen können von ensemble-gemittelten Werten nicht beschrieben werden. Im Experiment werden dafür Einzelzyklen, Mittelwerte und Varianzen untersucht. Um diese Phänomene in der 3D-CFD zu betrachten, stehen die direkte numerische Simulation (DNS) oder die Simulation mit skalenauflösenden Turbulenzmodellen zur Wahl. Beide ermöglichen die Auflösung von lokalen (Längenskalen) und instantanen (Zeitskalen) Strömungsstrukturen. Die direkte numerische Simulation erfordert die Diskretisierung aller Strömungsstrukturen einschließlich der kleinsten Kolmogorov-Skalen, was für die Motorsimulation aufgrund der komplexen Geometrien und der unverhältnismäßig hohen Ressourcenanforderungen eine nicht umsetzbare Forderung darstellt. Damit stellt die Verwendung eines skalenauflösenden Turbulenzmodells einen sinnvollen Ansatz dar. Die Simulation mehrerer aufeinanderfolgender Zyklen mit einem skalenauflösenden Turbulenzmodell ermöglicht zusätzlich die Untersuchung zyklischer Schwankungen.

<sup>2</sup> z.B. das  $k$ - $\epsilon$ - oder das SST-Turbulenzmodell (s. Abschnitt 3.1)

Zu den skalenauflösenden Turbulenzmodellen zählen unter anderen die Large Eddy Simulation (LES) [28] oder hybride Verfahren [29] wie die Detached Eddy Simulation (DES) als Kombination aus LES und RANS. Während die Simulation der reinen Ladungsbewegung ohne Einspritzvorgang und Verbrennung bereits einen Teilaspekt der motorischen Gesamtwirkkette darstellt, kann auch diese in weitere Einzelaspekte aufgeteilt werden. Die Simulation und Validierung dieser Teilaspekte ermöglicht eine schrittweise Erhöhung des Komplexitätsgrades bis hin zur Simulation eines gesamten Arbeitsspiels in einer realen Motorgeometrie. Zu diesen vereinfachten Teilaspekten gehören beispielsweise reine Durchströmungsberechnungen bei feststehenden Ventilen und nach unten offenem Brennraum (Blasversuch) [43, 88, 86]. Weitere Zwischenschritte stellen z.B. die Simulation vereinfachter Hubkolbenmotoren mit feststehenden Ventilen oder mit quadratischen Zylindern dar [43, 44].

## LES für innermotorische Anwendungen

Dass die Simulation der innermotorischen Vorgänge mit einem skalenauflösenden Turbulenzmodell – im Folgenden stellvertretend die Large Eddy Simulation (LES) – eine vielversprechende Methode ist, zeigt sich an der steigenden Anzahl der zu diesem Thema veröffentlichten Arbeiten. Bereits im Jahr 2000 geben die Übersichtsartikel [14, 44, 94] einen Überblick über die verwendeten Methoden, sowie die betrachteten Teilaspekte und Forschergruppen, die sich mit diesem Thema beschäftigten. In den darauffolgenden Jahren entwickelte sich das Forschungsgebiet stetig weiter. Seit 2008 findet beispielsweise im Zweijahresabstand die Konferenz „LES4ICE – Large Eddy Simulation for Internal Combustion Engine Flows“ statt, die eine Plattform für die motorische LES, aber auch für experimentelle Untersuchungen, die eine Validierung der Simulation ermöglichen, bietet. Die im Folgenden vorgestellten Forschergruppen (ohne Anspruch auf Vollständigkeit) setzen sich neben der Modellentwicklung auch die Validierung der mit der Large Eddy Simulation berechneten Ergebnisse zum Ziel.

Die LES4ICE-Konferenz wird vom Institut IFPEN<sup>3</sup> organisiert. In Zusammenarbeit mit dem CERFACS<sup>4</sup>-Institut wird dort der LES-Code AVBP [1] entwickelt und in Kooperation mit anderen Instituten, Universitäten und Industriepartnern speziell für motorische Anwendungen eingesetzt [62, 70, 88, 89, 91]. Die mit dem AVBP-Code erhaltenen LES-Ergebnisse werden anhand von ebenfalls am IFPEN zur Verfügung stehenden experimentellen Daten, beispielsweise für einen SI-Motor [24, 39], validiert.

Die LES-Validierung ist auch das Ziel des Kooperationsprojektes „Engine Combustion Network“ [3, 78, 81]. Grundlage der Validierungsplattform bildet ein an der Universität Michigan, Prof. V. Sick, aufgebauter, optisch zugänglicher SI-Zweiventil-Transparentmotor mit flachem Brennraumdach und Kolben (pancake engine), anhand dessen LES-Validierungsdaten zur Verfügung gestellt werden. Bereits vorhandene experimentelle Untersuchungen der reinen Ladungsbewegung sollen zukünftig durch gefeuerte Daten ergänzt werden. Die Projektpartner für die Large Eddy Simulation und Modellentwicklungen sind u.a. Prof. D. Haworth (Pennsylvania State University,

<sup>3</sup> IFPEN – Institut Français du Pétrole Energies Nouvelles

<sup>4</sup> CERFACS – Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique

Software: STAR-CD), Prof. C. Rutland (University Wisconsin-Madison, Open-Source-Software: KIVA) und Prof. J. Janicka (Technische Universität Darmstadt, auch KIVA).

Zu den Forschungsgebieten des Fachgebietes Energie- und Kraftwerkstechnik (EKT) der Technischen Universität Darmstadt, Prof. J. Janicka, zählt u.a. die Grobstrukturmodellierung in Verbrennungsmotoren. Dabei stehen u.a. die Verbrennungsmodellierung im LES-Kontext und die Untersuchung von Zyklusschwankungen mit Open-Source- (KIVA) und kommerzieller Software (STAR-CD) im Fokus. Es werden sowohl einzelne Submodelle als auch komplette motorische Zyklen, beginnend bei der reinen Ladungsbewegung, über Gemischbildungsvorgänge und schließlich inklusive Verbrennung untersucht [35, 36, 52, 53]. Aktuell stehen direkt im Fachbereich am Institut für reaktive Strömungen und Messtechnik (RSM, Prof. A. Dreizler) experimentelle Validierungsdaten für Geschwindigkeitsfelder der Ladungsbewegung aus PIV-Untersuchungen an einem optisch zugänglichen SI-Motor zur Verfügung [8].

Beide Institute, EKT und RSM, sind Projektpartner des FVV<sup>5</sup>-Vorhabens „Numerische Simulation und Validierung der Benzinselbstzündung II“. Ein weiteres Teilprojekt dieses FVV-Vorhabens beschäftigt sich mit der Untersuchung zyklischer Schwankungen in SI-Motoren (Prof. C. Hasse, TU Bergakademie Freiberg). Bereits in [42, 43] wurde die Simulation mit skalenauflösenden Turbulenzmodellen im Motorkontext untersucht. Dabei wurden numerische Studien anhand generischer Testfälle durchgeführt und die Modelle für vereinfachte Geometrien (z.B. quadratischer Zylinder), für Durchströmungsberechnungen (Blasversuch) und schließlich für die Berechnung der Ladungsbewegung in einer realistischen Motorgeometrie angewendet.

Mit den Teilmodellen Spray, Verbrennung und Emissionsbildung der motorischen LES beschäftigt sich eine Forschergruppe an der Stanford University (ehemals Prof. H. Pitsch) [6, 49, 55, 63, 73]. Seit 2010 leitet Prof. H. Pitsch das Institut für Technische Verbrennung (ITV) der RWTH Aachen, zu dessen Forschungsgebieten neben experimentellen Untersuchungen an Motorprüfständen u.a. die LES turbulenter und motorischer Verbrennung mit Fokus auf dieselmotorische Vorgänge zählt.

## Motivation und Zielsetzung der Arbeit

Der kurze Überblick zeigt, dass die Large Eddy Simulation bisher hauptsächlich im Bereich des Ottomotors verwendet wird. Die Ladungsbewegung im Dieselmotor wurde in [22] mit der kommerziellen Software STAR-CD mit der RANS- und LES-Methode simuliert und beide Verfahren mit experimentellen Daten aus [20] verglichen. Ebenfalls mit STAR-CD, allerdings nur als RANS-Simulation, wurde die Ladungsbewegung in einem Dieselmotor in [15] berechnet und ebenfalls mit experimentellen PIV-Daten verglichen. Beide Arbeiten liegen bereits einige Jahre zurück. Da gefeuerte Ottomotoren größere zyklische Schwankungen aufweisen als Dieselmotoren, werden hauptsächlich diese mit LES untersucht. Bezogen auf die reine Ladungsbewegung weisen beide Motoren allerdings ein gleiches Niveau sowohl an Zyklusschwankungen als auch an instantanen, lokalen turbulenten Strömungsstrukturen auf [47].

<sup>5</sup> FVV - Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen

Weiterhin wurde deutlich, dass in vielen Projekten die Validierung der motorischen LES eine Zielsetzung und insbesondere die Verfügbarkeit einer umfassenden experimentellen Datenbasis für die Validierung ein Kernthema darstellt. Jede Validierung der LES-Simulation innermotorischer Vorgänge stellt somit für das Forschungsgebiet einen wertvollen Beitrag dar und bietet neue Erkenntnisse. Die Entwicklung und Anwendung der motorischen LES findet hauptsächlich im Forschungsbereich der Universitäten statt, nur vereinzelt gibt es Anwendungen im industriellen Bereich.

Als Ziele der vorliegenden Arbeit stehen nun diese beiden Punkte im Fokus: Die Anwendung eines skalenauflösenden Turbulenzmodells für die Simulation der Zylinderinnenströmung im industriellen Rahmen für die realistische Motorgeometrie eines Zweiventil-Dieselmotors, und die Validierung dieser Simulation anhand einer umfassenden experimentellen Datenbasis. Zusätzlich soll durch die Simulation mit einem skalenauflösenden Turbulenzmodell ein gegenüber der RANS-Simulation erweiterter Einblick in die turbulenten Strömungszustände der Ladungsbewegung gewonnen werden.

Im Rahmen einer zeitgleich laufenden Doktorarbeit wurde von V. Neubert [65, 66] die Zylinderinnenströmung an dem optisch zugänglichen Zweiventil-Dieselmotor untersucht und eine umfassende Validierungsdatenbasis zur Verfügung gestellt. Diese zeitgleiche Untersuchung der Innenströmung mit experimentellen Verfahren und der numerischen Simulation ermöglicht eine intensive Abstimmung beider Methoden und damit sehr gute Voraussetzungen für eine qualitativ hochwertige Validierung der LES-Simulation.

Für die Anwendung eines skalenauflösenden Turbulenzmodells für motorische Simulation im industriellen Kontext stellen sich weitere Fragen: Wie steht es um die prinzipielle Machbarkeit, welche Schwierigkeiten treten speziell in diesem Rahmen auf? Zu entscheiden ist beispielsweise, ob eine kommerzielle oder eine Open-Source-Software verwendet werden soll oder welche Ressourcen benötigt werden. Als weiterer Punkt wird die Simulation der Zylinderinnenströmung mit einem skalenauflösenden Turbulenzmodell im Vergleich zu der im industriellen Umfeld für die Motorsimulation etablierten RANS-Methode bewertet. Neben dem quantitativen Vergleich der Ergebnisse beider Methoden, stellt auch der jeweils benötigte Aufwand ein Bewertungskriterium dar.

Eine passende Zusammenfassung der Motivation geben Christer Fureby und Rickard E. Bensow [30] in ihrem Artikel „LES at Work – Quality Management in Practical Large-Eddy Simulations“:

*To make progress, increased interaction between the EFD<sup>6</sup> and CFD communities are necessary, and new validation cases should be developed jointly. There is also a need for improved interaction between theoreticians and practitioners in LES in order to study and understand the impact of e.g. filtering, commutation errors and wall treatment. Ideally, it also involves modeling of multi-physics processes, where the actual physics is poorly understood or validated, or may be very difficult to tackle experimentally.*

---

<sup>6</sup> EFD – Experimental Fluid Dynamics

## Gliederung der Arbeit

Nach der Einleitung, Motivation und Zielsetzung der vorliegenden Arbeit werden in Kapitel 2 die Erhaltungsgleichungen und die theoretischen Hintergründe turbulenter Strömungen vorgestellt und auf deren statistische Betrachtung eingegangen. Dabei werden allgemeine Definitionen, wie z.B. das Energiemodellspektrum oder die Längenskalen der Kolmogorov-Kaskade, anhand von Werten für die hier untersuchte motorische Strömung illustriert.

In Kapitel 3 werden die beiden in dieser Arbeit betrachteten Modellierungsansätze, die Reynolds-Averaged Navier-Stokes-Gleichungen und die Grobstrukturmodellierung bzw. Large Eddy Simulation als skalenauflösendes Turbulenzmodell vorgestellt und die für eine LES notwendige Wandschichtauflösung diskutiert. Als „Werkzeug“ der Strömungssimulation werden abschließend die numerischen Methoden der verwendeten kommerziellen CFD-Software ANSYS CFX diskutiert.

Der gesamte Ablauf der durchgeführten Simulation der Zylinderinnenströmung beginnend bei der Geometriebestimmung, über die Vernetzungsmethode und die Definition der Randbedingungen bishin zur Rechnungskonfiguration, wird in Kapitel 4 vorgestellt. Dabei liegt der Fokus auf der Abstimmung zu den experimentellen Untersuchungen, die die Vergleichbarkeit für die Validierung erst ermöglicht, und auf den durchgeführten numerischen Studien, die die Qualität der Simulation sicherstellen.

Die Hauptziele der Arbeit, also die Validierung anhand der experimentellen Daten und der Vergleich der LES- zu den RANS-Ergebnissen, werden ausführlich in Kapitel 5 diskutiert. Abschließend werden die Resultate in Kapitel 6 zusammengefasst und ein Ausblick für weitere Untersuchungen gegeben.

# Kapitel 2

## Strömung und Turbulenz

### 2.1 Grundgleichungen der Strömungsmechanik

Bei der Zylinderinnenströmung des hier betrachteten geschleppten<sup>1</sup> Dieselmotors handelt es sich um eine transiente Strömung eines kompressiblen Newtonschen Fluids, bei der äußere Kräfte, wie beispielsweise Schwerkraft oder Wärmequellen durch Verbrennung, vernachlässigt werden können. In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen turbulenter Strömungen mit Hinblick auf die in dieser Arbeit geltende Konfiguration vorgestellt. Die Strömung wird mit den Gleichungen für Massenerhalt (Kontinuitätsgleichung), Impulserhalt (Navier-Stokes-Gleichungen) und Energieerhalt beschrieben. Eine statistische Beschreibung erfolgt über die Favre-Zerlegung und das Modellspektrum der turbulenten kinetischen Energie wird speziell für einen Zeitpunkt der Motorinnenströmung vorgestellt. Die Darstellung basiert dabei im Wesentlichen auf den Standardwerken von POPE [74] und FRÖHLICH [28] und als Beispiel für die Gleichungen zur Beschreibung von Motorinnenströmungen wird auf [42] verwiesen.

#### Kontinuitätsgleichung

Mit der Dichte  $\rho(\mathbf{x}, t)$  und der Geschwindigkeit  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = (u(\mathbf{x}, t), v(\mathbf{x}, t), w(\mathbf{x}, t))^T$  lautet die Gleichung für den Massenerhalt (die Orts- und Zeitabhängigkeit wird der Einfachheit halber weggelassen)

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 . \quad (2.1)$$

#### Navier-Stokes-Gleichungen

Der Impulserhalt wird durch die Navier-Stokes-Gleichungen, hier in konservativer Form, beschrieben

$$\partial_t (\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}^T) + \nabla p = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} , \quad (2.2)$$

---

<sup>1</sup> d.h. ohne Einspritzung und Verbrennung

wobei  $p(\mathbf{x}, t)$  der Druck ist und für den Newtonschen Ansatz der viskose Spannungstensor

$$\boldsymbol{\tau} = \mu \left( \nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \right) \quad (2.3)$$

verwendet wird. In Gleichung (2.3) gilt die Annahme, dass der 2. Viskositätskoeffizient gleich  $\frac{2}{3}$  des 1. Viskositätskoeffizienten  $\mu$  ist und damit  $\boldsymbol{\tau}$  spurfrei ist.

### Energiegleichung

Für den Erhalt der Totalenergie gilt folgende Gleichung

$$\partial_t \rho e_{tot} + \nabla \cdot ((\rho e_{tot} + p) \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \mathbf{u} + \lambda \nabla T), \quad (2.4)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  und Temperatur  $T(\mathbf{x}, t)$ . Die Totalenergie  $e_{tot}(\mathbf{x}, t)$  setzt sich aus der inneren Energie  $e(\mathbf{x}, t)$  und der kinetischen Energie  $e_{kin}(\mathbf{x}, t)$  zusammen

$$e_{tot} = e + e_{kin}, \quad e = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}, \quad e_{kin} = \frac{1}{2} \mathbf{u}^2. \quad (2.5)$$

Über den Zusammenhang  $h = e + p/\rho$  (2.7) lässt sich als alternative Formulierung die Erhaltungsgleichung für die Totalenthalpie herleiten

$$\partial_t (\rho h_{tot} - p) + \nabla \cdot (\rho h_{tot} \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \mathbf{u} + \lambda \nabla T). \quad (2.6)$$

Für die der Totalenthalpie  $h_{tot}(\mathbf{x}, t)$  gilt

$$h_{tot} = h + e_{kin}, \quad h = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} = e + \frac{p}{\rho}, \quad e_{kin} = \frac{1}{2} \mathbf{u}^2. \quad (2.7)$$

Das Gleichungssystem wird geschlossen mit den Zustandsgleichungen für ideale Gase (2.8).

$$\rho = \frac{Mp}{RT}, \quad h = c_p T. \quad (2.8)$$

Für kompressible Strömungen und Luft als Medium sind die für ideales Gas gültigen Zusammenhänge und Gleichungen in (2.5), (2.7) und (2.8) verwendbar bis zu auftretenden Spitzendrücken von 200 bar [60]. Im geschleppten Betrieb des im Folgenden untersuchten 2V-Dieselmotors beträgt der Verdichtungsenddruck 40 bar und liegt somit deutlich unter dieser Grenze, d.h. Realgaseffekte können hier vernachlässigt werden. Als Lademedium wird Luft verwendet. Die in den Gleichungen (2.1)-(2.8) verwendeten Materialwerte trockener Luft sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Bezeichnung	Größe	Materialwert
$R$	8,315 J/(K mol)	universelle Gaskonstante
$M$	28,96 kg/kmol	molare Masse
$c_p$	$1,0044 \cdot 10^3$ J/(kg K)	spezifische Wärmekapazität bei konst. Druck
$\gamma$	1,4	Isentropenexponent
$\mu$	$1,831 \cdot 10^{-5}$ kg/(m s)	dynamische Viskosität
$\lambda$	$2,61 \cdot 10^{-2}$ W/(m K)	Wärmeleitfähigkeit

**Tabelle 2.1:** Materialwerte trockener Luft (Normbedingungen).



## 2.2 Statistische Beschreibung turbulenter Strömungen

Turbulente Strömungen sind gekennzeichnet durch signifikante dreidimensionale Variationen in Raum und Zeit in einem weiten Skalenbereich. Der Austausch von Impuls und skalaren Größen ausgelöst durch die turbulenten Fluktuationen, die sogenannte turbulente Diffusion, übersteigt die molekulare Diffusion um Größenordnungen.

Eine Kennzahl turbulenter Strömungen ist die dimensionslose *Reynolds-Zahl*

$$Re = \frac{ul}{\nu}, \quad (2.9)$$

die mit einer charakteristischen Geschwindigkeits- und Längenskala  $u$  bzw.  $l$  und der kinematischen Viskosität  $\nu$  gebildet wird. Mit steigender Reynolds-Zahl wächst die Sensitivität auf Störungen in den Randbedingungen und damit der Turbulenzgrad einer Strömung, also das chaotische und zufällige Verhalten, an. Neben den individuellen Strömungszuständen, z.B. einem instantanen Geschwindigkeitsfeld  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ , werden für die Beschreibung dieser zufälligen Strömungsschwankungen statistische Größen wie Erwartungswert (Mittelwert) und Varianz (im wesentlichen die turbulente kinetische Energie, dazu mehr in Abschnitt 2.3.1) verwendet.

### 2.2.1 Reynolds-Mittel, Reynolds- und Favre-Zerlegung

Bei einem Mittelungsoperator  $\bar{\phi}$  handelt es sich um ein *statistisches* oder *Reynolds-Mittel* einer Zufallsgröße  $\phi$ , wenn definitionsgemäß folgende Eigenschaften erfüllt sind [28], wobei  $\vartheta$  eine weitere Zufallsgröße und  $a$  eine Konstante sei :

$$\overline{\bar{\phi}} = \bar{\phi} \quad \text{Projektion} \quad (2.10)$$

$$\overline{a\phi + \vartheta} = a\bar{\phi} + \bar{\vartheta} \quad \text{Linearität} \quad (2.11)$$

$$\overline{\bar{\phi}\vartheta} = \bar{\phi}\bar{\vartheta} \quad \text{Konstanz des Mittels} . \quad (2.12)$$

Diese Eigenschaften werden von unterschiedlichen Mittelungsoperationen [28] erfüllt. Für statistisch stationäre Strömungen  $\mathbf{u}$  wird oft das *Zeitmittel*

$$\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) dt \quad (2.13)$$

verwendet. Für die periodischen Abläufe der innermotorischen Ladungsbewegung bietet sich für die Geschwindigkeit  $\mathbf{u}$  das *Phasenmittel* als Reynolds-Mittelung an

$$\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t + nT_P) . \quad (2.14)$$

Dabei ist  $T_P$  eine feste zeitliche Verschiebung (Phase), die im Fall der Motorströmung der Dauer eines Arbeitsspiels entspricht. Das Phasenmittel wird dann mit Werten zu jeweils einem festen Zeitpunkt in  $N$  aufeinanderfolgenden Zyklen berechnet. Für endliche  $N$ , wie es beispielsweise in experimentellen Untersuchungen der Fall ist, entspricht

$$\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t + nT_P) \quad (2.15)$$

einer Näherung für das Reynolds-Mittel (2.14). Eine hier implizit getroffene Annahme ist, dass die Zeitskalen der mittleren Strömung, also damit auch die Periodendauer  $T_p$ , deutlich größer als die turbulenten Zeitskalen  $\tau$  sind, also  $T_p \gg \tau$ .

Mit dem so bestimmten Mittelwert werden bei der *Reynolds-Zerlegung* die Strömungsgrößen  $\phi$  in einen mittleren Anteil  $\bar{\phi}$  und einen fluktuierenden Anteil  $\phi'$  aufgeteilt

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' . \quad (2.16)$$

Der Mittelwert der Fluktuationen ist dabei definitionsgemäß  $\bar{\phi}' = 0$ . Für kompressible Strömungen mit variabler Dichte wird meist die *Favre-Zerlegung* verwendet [79]

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'' . \quad (2.17)$$

Dabei ist  $\tilde{\phi}$  ein dichtegewichtetes Reynolds-Mittel, wobei sich mit der Definition (2.10)-(2.12) und (2.16) weitere wichtige Eigenschaften ergeben

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\bar{\rho}} \rightarrow \phi'' = \frac{(\rho\phi)'}{\bar{\rho}} , \quad \overline{\rho\phi''} = 0 . \quad (2.18)$$

Bei Umformung der Grundgleichungen (Abschnitt 2.1) in Reynolds-gemittelte Grundgleichungen werden für die Zerlegung der Geschwindigkeiten  $\mathbf{u}$  und der Totalenergie  $e_{tot}$  bzw. der Totalenthalpie  $h_{tot}$  dichtegewichtete Mittel und Fluktuationen der Favre-Zerlegung (2.17) verwendet. Für die übrigen Größen wie Druck  $p$  oder Dichte  $\rho$  wird die Reynolds-Zerlegung (2.16) verwendet. Die umgeformten Reynolds-gemittelten Strömungsgleichungen vereinfachen sich bei Verwendung der Favre-Zerlegung, da das Reynolds-Mittel der dichtegewichteten Fluktuationen  $\overline{\rho\phi''}$  als häufig auftretender Term wegfällt:  $\overline{\rho\phi''} = 0$ .

Bei moderater Kompression, wie für den hier untersuchten Fall der ungefeuerten Motorinnenströmung, sind die Dichtevariationen verhältnismäßig gering und die Favre-Zerlegung entspricht näherungsweise der Reynolds-Zerlegung, insbesondere bei Verwendung des Phasenmittels (2.15).

## 2.2.2 Reynolds-gemittelte Grundgleichungen

Die Umformung der Grundgleichungen aus Abschnitt 2.1 mit den Reynolds- und Favre-Zerlegungen (2.16) bzw. (2.17) führt auf die sogenannten Reynolds-gemittelten Grundgleichungen (engl. Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations – RANS).

Die Reynolds-gemittelte Kontinuitätsgleichung lautet mit der Favre-Zerlegung

$$\partial_t \bar{\rho} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}}) = 0 \quad (2.19)$$

Die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (2.20) haben, bis auf die turbulenten Reynolds-Spannungen  $\tau_t$  als zusätzlichen diffusiven Term, die gleiche Struktur wie die Ausgangsgleichungen (2.2).

$$\begin{aligned}
\partial_t (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{\mathbf{u}}^T) + \nabla \bar{p} &= \nabla \cdot (\bar{\boldsymbol{\tau}} + \boldsymbol{\tau}_t) \\
\bar{\boldsymbol{\tau}} &= \bar{\mu} \left( \nabla \tilde{\mathbf{u}} + (\nabla \tilde{\mathbf{u}})^T - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}) \right) \\
\boldsymbol{\tau}_t &= - \left( \overline{\rho \mathbf{u} \mathbf{u}^T} - \bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{\mathbf{u}}^T \right) = - \overline{\rho \mathbf{u}'' \mathbf{u}''^T}
\end{aligned} \tag{2.20}$$

Wird für die Totalenthalpie  $h_{tot}$  folgende Zerlegung verwendet

$$h_{tot} = \tilde{h}_{tot} + h''_{tot} \quad \text{mit} \quad \tilde{h}_{tot} = \tilde{h} + \frac{1}{2} \tilde{u}_j \tilde{u}_j + \frac{1}{2} u''_j u''_j, \quad h''_{tot} = h'' + u''_j \tilde{u}_j \tag{2.21}$$

hat auch die Reynolds-gemittelte Energiegleichung

$$\partial_t (\bar{\rho} \tilde{h}_{tot} - \bar{p}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{h}_{tot} \tilde{\mathbf{u}}) = \nabla \cdot ((\bar{\boldsymbol{\tau}} - \boldsymbol{\tau}_t) \tilde{\mathbf{u}}) + \nabla \cdot (\bar{\lambda} \nabla \bar{T} - \overline{h'' \mathbf{u}''}) + \nabla \cdot \overline{\boldsymbol{\tau} \mathbf{u}''}. \tag{2.22}$$

die gleiche Struktur wie die Ausgangsgleichung. Als zusätzliche Terme treten die Divergenz der turbulenten Reynolds-Spannungen  $\boldsymbol{\tau}_t$  und des Terms  $-\overline{h'' \mathbf{u}''}$  auf. Der dritte Term  $\nabla \cdot \overline{\boldsymbol{\tau} \mathbf{u}''}$  auf der rechten Seite wird im Allgemeinen vernachlässigt [92].

Die Idealgas-Zustandsgleichungen ergeben sich Reynolds-gemittelt zu

$$\bar{\rho} = \frac{M \bar{p}}{R \bar{T}}, \quad d\tilde{h} = c_p d\bar{T}. \tag{2.23}$$

### Schließungsproblem

In den gemittelten Grundgleichungen treten neue unbekannte Terme auf, wie beispielsweise die turbulenten Reynolds-Spannungen  $\boldsymbol{\tau}_t$  in (2.20) und (2.22). Diese Terme beschreiben die Einflüsse der turbulenten Fluktuationen auf die mittlere Strömung. Das vorhandene System an Erhaltungsgleichungen ist nicht mehr geschlossen und zusätzliche Turbulenz-Modellgleichungen für die neuen Terme sind notwendig. Einen Überblick über die verschiedenen Ansätze und eine eingehendere Diskussion des in dieser Arbeit für die Berechnung der Reynolds-gemittelten Gleichungen verwendeten SST<sup>2</sup>-Modells erfolgt in Abschnitt 3.1.3.

### Turbulente Viskositäts-Hypothese

Die turbulente Viskositäts-Hypothese beinhaltet die Annahme, dass der anisotrope Schubspannungs-Anteil der turbulenten Reynolds-Spannungen proportional zu  $\bar{\mathbf{S}}$  ist

$$-\overline{\rho \mathbf{u}'' \mathbf{u}''^T} + \frac{1}{3} \delta_{ij} \overline{\rho \mathbf{u}''^2} = \mu_t 2\bar{\mathbf{S}}. \tag{2.24}$$

Dabei wurde für den gemittelten viskosen Spannungstensor die alternative Formulierung  $\bar{\boldsymbol{\tau}} = \bar{\mu} 2\bar{\mathbf{S}}$  verwendet, wobei  $\bar{\mathbf{S}} = \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} (\partial_{x_j} \bar{u}_i + \partial_{x_i} \bar{u}_j) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \partial_{x_k} \bar{u}_k$  der Deformationstensor berechnet mit der gemittelten Strömung  $\bar{\mathbf{u}}$  ist. Die Navier-Stokes-Gleichungen (2.20) lauten bei Verwendung dieser Hypothese

$$\partial_t (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{\mathbf{u}}^T) + \nabla (\bar{p} + \frac{1}{3} \overline{\rho \mathbf{u}''^2}) = \nabla \cdot ((\bar{\mu} + \mu_t) 2\bar{\mathbf{S}}). \tag{2.25}$$

<sup>2</sup> Shear Stress Transport

Die turbulenten Reynolds-Spannungen haben damit für die gemittelte Strömung die Wirkung einer erhöhten effektiven Viskosität  $\mu_{\text{eff}} = \bar{\mu} + \mu_t$  und eines um die isotropen Normalspannungs-Anteile modifizierten mittleren Druckes  $\bar{p} + \frac{1}{3}\overline{\rho u''^2}$ . Die kinetische Energie der turbulenten Fluktuationen ist für kompressible Strömungen definiert als

$$k = \frac{1}{2\bar{\rho}} \overline{\rho u''^2} \quad (2.26)$$

Für inkompressible Strömungen lautet die turbulente kinetische Energie  $k = \frac{1}{2}\overline{u'^2} = \frac{1}{2}\overline{u'_i u'_i}$ . Für Strömungen mit geringen Dichtefluktuationen liefern die beiden Definitionen annähernd gleiche Werte (wie bereits für das Favre-Mittel in Abschnitt 2.2.1 diskutiert). Auf die Eigenschaften der mittleren turbulenten kinetischen Energie  $k$ , mit der turbulente Strömungen charakterisiert werden können, wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

### Gefilterte Grundgleichungen

Ein zu den Reynolds-gemittelten Grundgleichungen analoges Vorgehen erfolgt für die gefilterten Gleichungen. Dabei wird nicht die Zerlegung in ein statistisches Mittel und die daraus resultierenden Fluktuationen, sondern die Zerlegung in eine gefilterte (grid-scale) und die daraus resultierenden ungefilterten (subgrid-scale) Anteile einer Größe verwendet. Dieser Ansatz führt zu den skalenauflösenden Turbulenzmodellen, die in Abschnitt 3.2 vorgestellt werden.

## 2.3 Eigenschaften turbulenter Strömungen

Die in Abschnitt 2.2 vorgestellte Reynolds-Zerlegung ermöglicht die Bestimmung von statistischen Größen der turbulenten Strömung. So stellt das Reynolds-Mittel  $\bar{u}$  den Erwartungswert von  $u$  dar und die Varianz von  $u$  ist in der mittleren turbulenten kinetischen Energie  $k$  enthalten. Über Autokovarianzen können die integralen Zeitskalen bestimmt werden und Momente höherer Ordnung beschreiben Eigenschaften wie Schiefheit oder Flachheit der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion im Vergleich zur Normalverteilung, die beispielsweise für Scherströmungen relevant werden [79]. Auf einige grundlegende Eigenschaften der turbulenten Strömungen soll im Folgenden eingegangen werden.

### 2.3.1 Erhaltungsgleichung für die turbulente kinetische Energie

Wie in Abschnitt 2.2.2 erläutert, stellen die Reynolds-gemittelten Grundgleichungen kein geschlossenes Gleichungssystem dar. Über weitere Erhaltungsgleichungen kann das System geschlossen werden. Eine solche Gleichung ist die Erhaltungsgleichung der turbulenten kinetischen Energie. Um die grundlegenden Eigenschaften darzustellen, werden im Folgenden die einfacheren Gleichungen inkompressibler Strömungen be-

trachtet. Die Erhaltungsgleichung für  $k = \frac{1}{2}\overline{\mathbf{u}'^2} = \frac{1}{2}\overline{u'_i u'_i}$  lautet dann

$$\frac{\overline{Dk}}{\overline{D}_t} + \nabla \cdot \mathbf{T}' = P - \varepsilon, \quad (2.27)$$

wobei die einzelnen Terme folgende Bedeutungen haben

Konvektiver Transport	$-\frac{\overline{Dk}}{\overline{D}_t}$	$\frac{\overline{Dk}}{\overline{D}_t} = \partial_t k + \overline{\mathbf{u}} \cdot \nabla k$
Turbulenter Transport	$-\nabla \cdot \mathbf{T}'$	$T'_i = \frac{1}{2}\overline{u'_i u'_j u'_j} + \frac{1}{\rho}\overline{u'_i p'} - 2\nu_t \overline{s'_{ij} s'_{ij}}$
Produktion	$P$	$P = -\overline{u'_i u'_j} \partial_{x_j} \overline{u}_i = 2\nu_t \overline{S_{ij} S_{ij}}$
Dissipation	$-\varepsilon$	$\varepsilon = 2\nu_t \overline{s'_{ij} s'_{ij}}.$

Die linke Seite von (2.27) beschreibt also den Transport, die rechte Seite mit Quell- und Senkterm die Produktion und Dissipation der turbulenten kinetischen Energie. Die zweite Formulierung der Produktion  $P$  gilt mit  $\nu_t = \mu_t/\rho$  unter Annahme der turbulenten Viskositäts-Hypothese und die Dissipation  $\varepsilon$  ergibt sich aus dem Deformationstensor der fluktuierenden Strömung  $s'_{ij} = \frac{1}{2}(\partial_{x_j} u'_i + \partial_{x_i} u'_j)$ .

### 2.3.2 Energiekaskade und Kolmogorov-Hypothesen

Turbulente Strömungen bestehen aus Wirbelstrukturen über einen weiten Skalenbereich. Der Grundgedanke der Energiekaskade ist, dass der Eintrag turbulenter kinetischer Energie, d.h. die Produktion, im Bereich der größten Strömungsskalen bzw. Wirbel erfolgt. Die großen Wirbel, die direkt von Geometrie und Randbedingungen abhängig sind, zerfallen in immer kleiner werdene Wirbel und transferieren dabei die enthaltene kinetische Energie, bis sie in den kleinsten Skalen, den Kolmogorov-Skalen, aufgrund molekularer Reibung dissipiert. Als charakteristische Länge  $l_0$  der größten turbulenten Strukturen werden die integralen Längenskalen  $L_{11}$  (2.38) verwendet und sind näherungsweise mit  $l_0 = L_{11} \approx 0,43L$  aus den turbulenten Längenskalen

$$L = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad (2.28)$$

bestimmbar. Für die Motorinnenströmung liegen die turbulenten Skalen in der Größenordnung von beispielsweise der Ventildurchmesser. Im Gegensatz dazu sind die kleinsten auftretenden Kolmogorov-Längenskalen

$$\eta = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.29)$$

unabhängig von Geometrie oder Randbedingungen universell gültig. Unter Annahme der Kolmogorov-Hypothesen gibt POPE [74] eine Eingrenzung der unterschiedlichen Bereiche für Energieeintrag oder Produktion  $P$ , Transfer  $\mathcal{T}$ , Dissipation  $\varepsilon$  und die universelle Gültigkeit an.

### Kolmogorov-Hypothese der lokalen Isotropie

Bei ausreichend hohen Reynolds-Zahlen sind die kleinskaligen turbulenten Strukturen ( $l < l_E \approx \frac{1}{6}l_0 \approx 0,07L$ ) lokal statistisch isotrop, d.h. unabhängig von Ort und Richtung. Der Grenzwert  $l_E$  trennt außerdem den *Energiebereich*  $l_E < l \lesssim 6l_0$  von dem universellen *Gleichgewichtsbereich*  $l < l_E$ . In diesem Bereich sind die Zeitskalen der kleinen Wirbel ausreichend klein um im dynamischen Gleichgewicht mit der Energietransferrate  $\mathcal{T}$ , die durch die großen Wirbel aufgeprägt wird, zu bleiben.

### Kolmogorovs Ähnlichkeits-Hypothesen

Im Gleichgewichtsbereich ( $l < l_E$ ) sind die kleinskaligen und lokal isotropen Strukturen aller turbulenten Strömungen bei ausreichend hohen Reynolds-Zahlen statistisch ähnlich und universell, d.h. unabhängig von äußeren Randbedingungen, gültig. Im statistisch universellen Zustand hängen die Strömungsstrukturen lediglich davon ab, mit welcher Rate die auf den großen Skalen im Energiebereich durch Produktion  $P$  eingetragene Energie durch  $\mathcal{T}$  transferiert wird und von den viskosen Effekten, d.h. von der dynamischen Viskosität  $\mu$ , die für die Energiedissipation verantwortlich sind. Dabei kann ein *Transferbereich*  $60\eta \approx l_D < l < l_E$  definiert werden, in dem ausschließlich der Energietransfer stattfindet, und ein *Dissipationsbereich*  $\eta < l < l_D$ , in dem hauptsächlich die viskosen Effekte eine Rolle spielen. Die Dissipation erfolgt mit der gleichen Rate, mit der die Energie in den Dissipationsbereich transferiert wird, es gilt also  $\mathcal{T} = \varepsilon$ .

### 2.3.3 Modellspektrum der turbulenten kinetischen Energie

Für den bei ausreichend hohen Reynolds-Zahlen universell gültigen Fall der lokal isotropen turbulenten Strömung im Gleichgewichtsbereich lässt sich die Verteilung der Energie über die unterschiedlichen Größenskalen anhand eines Modellspektrums [74, 28] für die Wellenzahl  $\kappa = 2\pi/l$

$$\mathcal{E}(\kappa) = c_k \varepsilon^{\frac{2}{3}} \kappa^{-\frac{5}{3}} f_L(\kappa L) f_\eta(\kappa \eta) \quad (2.30)$$

darstellen. Dabei modellieren  $f_L$  die Turbulenzproduktion für die großen Skalen in der Größenordnung von  $L$  und  $f_\eta$  die Dissipation auf den kleinsten Skalen in der Größenordnung von  $\eta$

$$f_L(\kappa L) = \left( \frac{\kappa L}{((\kappa L)^2 + c_L)^{\frac{1}{2}}} \right)^{\frac{5}{3}+2} \quad (2.31)$$

$$f_\eta(\kappa \eta) = \exp \left( -\beta \left( ((\kappa \eta)^4 + c_\eta^4)^{\frac{1}{4}} - c_\eta \right) \right) \quad (2.32)$$

mit den Konstanten  $c_k = 1,5$ ,  $\beta = 5,2$ ,  $c_L \approx 6,78$  und  $c_\eta \approx 0,4$ . Die Integration eines Energiespektrums  $\mathcal{E}(\kappa)$  einer Strömung ergibt die gesamte turbulente kinetische Energie  $k$

$$k = \int_0^\infty \mathcal{E}(\kappa) d\kappa. \quad (2.33)$$

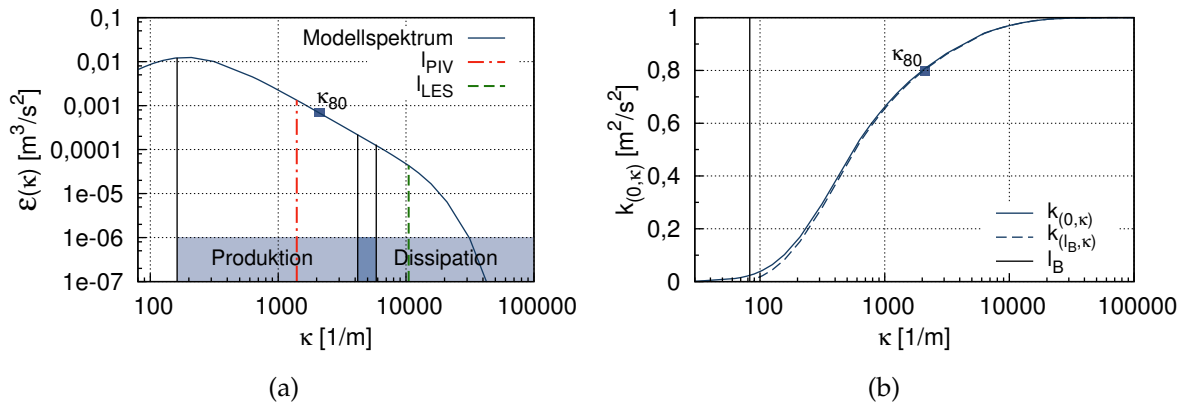
### Modellspektrum der Motorinnenströmung

Unbekannte Parameter des Modellspektrums (2.30) sind die turbulente und Kolmogorov-Längenskalen  $L$  bzw.  $\eta$  und die Dissipationsrate  $\varepsilon$ . Für die hier untersuchte Motorinnenströmung zu einem Zeitpunkt in der Mitte der Kompressionsphase (631°KW) können als Ergebnis der durchgeführten RANS-Simulationen (Kapitel 5) bei einer Reynolds-Zahl von  $Re \approx 62.000$  (Abb. 5.8) folgende Werte angenommen werden:  $L \approx 15$  mm,  $\eta \approx 0,025$  mm (Tab. 5.1) und  $\varepsilon \approx 2000$  m<sup>2</sup>/s<sup>3</sup> (Abb. 5.34). Der sich daraus ergebende Verlauf des Modellspektrums über die Wellenzahlen  $\kappa$  ist in Abbildung 2.1(a) dargestellt. Mit den gegebenen Werten für  $L$  und  $\eta$  ergeben sich für die in den Kolmogorov-Hypothesen vorgestellten Bereiche die Wertgrenzen  $6l_0 = 38,7$  mm  $\gtrsim l > l_E \approx \frac{1}{6}l_0 = 1,1$  mm für den Energiebereich  $P$  und  $l_D \approx 60\eta = 1,5$  mm  $> l > \eta \approx 0,025$  mm für den Dissipationsbereich  $\varepsilon$ . Der Transferbereich  $\mathcal{T}$  fehlt in diesem Modellspektrum, da sich Produktions- und Dissipationsbereich überlappen. Der Transferbereich  $\mathcal{T}$  hängt nahezu linear von der Reynolds-Zahl ab: Bei steigender Reynolds-Zahl nimmt er zu, bei kleiner werdender ab. Die Reynolds-Zahl mit der turbulenten Längenskala als charakteristische Länge  $Re_L = \frac{k^{1/2}L}{\nu} = (\frac{L}{\eta})^{4/3} \approx 0,3Re$  beträgt hier näherungsweise  $Re_L \approx 18700$  und liegt damit im unteren Bereich der von Fröhlich [28] diskutierten Spektren, in dem der Transferbereich sehr klein oder wie in Abbildung 2.1(a) gar nicht vorhanden ist.

Über das normierte kumulative Spektrum der turbulenten kinetischen Energie

$$k_{(0,\kappa)} = \frac{1}{k} \int_0^\kappa \mathcal{E}(\bar{\kappa}) d\bar{\kappa}, \quad (2.34)$$

dargestellt in Abbildung 2.1(b), lässt sich die Wellenzahl  $\kappa_{80}$  bzw. Wirbelgröße  $l_{80} = 2\pi/\kappa_{80}$  bestimmen, bei der 80% der gesamten turbulenten kinetischen Energie erreicht sind. Für das hier dargestellte Energiespektrum mit  $k \approx 9,5$  m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> liegt  $l_{80} \approx 3$  mm im Energiebereich  $P$  und gibt an, dass alle Wirbel der Strömung mit Größenskalen größer als 3 mm zusammen 80% der turbulenten kinetischen Energie enthalten. Die annä-



**Abbildung 2.1:** Spektren zum Zeitpunkt 631°KW (Mitte Kompression): (a) Modellspektrum  $\mathcal{E}(\kappa)$  der turbulenten kinetischen Energie mit Produktions-, Transfer- und Dissipationsbereich; (b) Kumulative Modellspektren  $k_{(0,\kappa)}$  und  $k_{(l_B,\kappa)}$  ( $l_{PIV}$ ,  $l_{LES}$  Auflösung der LES bzw. PIV,  $l_B$  Bohrungsdurchmesser).

hernd gleich großen Werte  $l_{80} \approx l_{80,l_B}$  ergeben sich aus den kumulativen Spektren über den gesamten Wellenzahlenbereich  $k_{(0,\kappa)}$  bzw. beginnend bei den Wellenzahlen  $\kappa_B$ , die Wirbelgrößen kleiner als dem Bohrungsdurchmesser  $l_B = 76$  mm entsprechen,  $k_{(\kappa_B,\kappa)}$ .

### Aussagen aus dem Modellspektrum

Die mithilfe des Modellspektrums ermittelten Abschätzungen über die unterschiedlichen Bereiche und Größenskalen geben Anhaltspunkte für die Qualität der durchgeführten Simulationen, insbesondere für die skalenauflösenden Turbulenzmodelle, aber auch für die experimentellen Ergebnisse. Eine wichtige Größe für beide ist die erreichte räumliche Auflösung des Rechengitters  $l_{LES}$  bzw. des Messverfahrens  $l_{PIV}$ , die für den hier gegebenen Zeitpunkt  $l_{LES} \sim 0,6$  mm und  $l_{PIV} \sim 4,5$  mm [65, 66] betragen. So liegt die Auflösung der LES im universell gültigen Dissipationsbereich  $\varepsilon$ , die Auflösung der PIV noch im von Geometrie und Randbedingungen abhängigen Energiebereich  $P$ . Beide Auflösungen sind um Größenordnungen größer als die Kolmogorov-Längenskalen  $\eta$ . Die fluktuierenden Geschwindigkeiten in diesem Größenskalenbereich haben den hauptsächlichen Einfluss auf die in der LES und im Experiment berechnete Dissipationsrate  $\varepsilon$  (über den Deformationstensor  $s'_{ij}$ , vgl. Abschnitt 2.3.1) und diese wiederum auf die über (2.29) berechneten Kolmogorov-Längenskalen. Deshalb sind die Aussagen über die so bestimmten  $\varepsilon$  und  $\eta$  mit Vorsicht zu interpretieren – erst bei einer Auflösung im Bereich der (tatsächlichen) Kolmogorov-Skalen  $l_{LES,PIV} \approx \eta$  entsprechen die Werte den tatsächlich auftretenden [25]. Der im obigen Modellspektrum verwendete Dissipationswert  $\varepsilon \approx 2000 \text{ m}^2/\text{s}^3$  stammt aus der RANS-Simulation, in der statt der Berechnung über den (unbekannten) Deformationstensor der fluktuierenden Geschwindigkeiten  $s'_{ij}$  ein Modell für die Dissipation verwendet wird. Im Gegensatz zu  $\varepsilon$  kann mit beiden Auflösungen in der LES und im Experiment die turbulente kinetische Energie zuverlässig bestimmt werden, da beide unter bzw. nahe der 80%-Marke  $l_{80}$  liegen. Das kumulative Spektrum  $k_{(0,\kappa_{LES})}$  für die LES enthält 97% und  $k_{(0,\kappa_{PIV})}$  für das Experiment 76% der gesamten turbulenten kinetischen Energie.

### Gültigkeit des Modellspektrums

Die für das Modellspektrum geltende Annahme der Strömungsisotropie wird für die Motorinnenströmung mindestens für die großen Skalen und in Wandnähe nicht erfüllt. Aussagen und Anhaltspunkte für die Verhältnisse innerhalb des Zylinders und für die kleinen Skalen, insbesondere bezogen auf die LES-Auflösung, sind aber möglich. Die Bedingung einer ausreichend hohen Reynoldszahl ist erfüllt. Ein Indiz dafür ist, dass sich der Energie- und Dissipationsbereich nicht bzw. nur sehr gering überlappen. Eine weitere Bedingung für die Gültigkeit des Modellspektrums sind die statistische Stationarität und das sich der Energietransfer im Gleichgewicht befindet. Da es sich bei der Motorinnenströmung um keine transitionelle Strömung handelt und im Zylinder annähernd gleiche Turbulenzbedingungen herrschen, sind diese Bedingungen für die kleinen Skalen erfüllt. Eine ausführlichere Diskussion zur Gültigkeit des Modellspektrums und zu den Spektren im Allgemeinen ist in [74] oder [28] zu finden.



### 2.3.4 Zeit- und Längenskalen turbulenter Strömungen

Der Vollständigkeit halber werden hier die allgemein in der Turbulenztheorie verwendeten Zeit- und Längenskalen und deren Bedeutung nach POPE [74] vorgestellt.

#### Turbulente Zeit- und Längenskalen

Die turbulenten Zeit und Längenskalen charakterisieren die großskaligen Wirbel. Sie werden mit der turbulenten kinetischen Energie  $k$  und der Dissipation  $\varepsilon$  berechnet und sind über eine Dimensionsanalyse wie folgt definiert

$$\begin{aligned} \text{Länge} \quad L &= \left( \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \right) \\ \text{Zeit} \quad \tau &= \left( \frac{k}{\varepsilon} \right) \end{aligned} \quad (2.35)$$

#### Integrale Zeit- und Längenskalen

Die 2-Punkt-Autokovarianz ist definiert als

$$R_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{r}, t) = \overline{u'_i(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t) u'_j(\mathbf{x}, t)}. \quad (2.36)$$

Mit der Isotropieannahme ist  $R_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{r}, t) = R_{ij}(r, t)$  mit  $\mathbf{r} = r\mathbf{e}_1$  richtungs- und ortsunabhängig und als Funktion der Autokorrelationen  $f(r, t)$  und  $g(r, t)$  darstellbar

$$\begin{aligned} R_{11}(r, t) &= f(r, t) \cdot \overline{u'^2} = \overline{u'(\mathbf{x} + \mathbf{e}_1 r, t) u'(\mathbf{x}, t)} \\ R_{22}(r, t) &= g(r, t) \cdot \overline{u'^2} = \overline{v'(\mathbf{x} + \mathbf{e}_1 r, t) v'(\mathbf{x}, t)} \\ R_{33}(r, t) &= R_{22}(r, t) \\ R_{ij}(r, t) &= 0 \quad (i \neq j) \end{aligned} \quad (2.37)$$

Die longitudinalen und transversalen integralen Längenskalen sind dann definiert als

$$\begin{aligned} L_{11}(t) &= \int_0^\infty f(r, t) dr \\ L_{22}(t) &= \int_0^\infty g(r, t) dr = \frac{1}{2} L_{11} \end{aligned} \quad (2.38)$$

und charakterisieren ebenfalls die größeren Skalen. Im Gegensatz zu den turbulenten Längenskalen, deren Definition über eine Dimensionsanalyse erfolgt, haben die integralen Längenskalen eine physikalische Herleitung über die Autokovarianz.

Neben der Berechnung von integralen Längenskalen wird die Autokovarianz auch genutzt, um ein eindimensionales Energiespektrum zu definieren

$$E_{11}(\kappa_1, t) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty R_{11}(r, t) \cos(\kappa_1 r) dr. \quad (2.39)$$

### Taylor-Mikroskalen

Die longitudinalen und transversalen Taylor-Mikroskalen ergeben sich aus den zweiten Ableitungen der Funktionen  $f(r, t)$  und  $g(r, t)$ . Es lässt sich ein Zusammenhang zu den turbulenten und Kolmogorov-Längenskalen herstellen, die Taylor Mikroskalen besitzen dennoch keine direkte physikalische Bedeutung.

$$\begin{aligned}\lambda_f(t) &= \left[ -\frac{1}{2} f''(0, t) \right]^{-1/2} \\ \lambda_g(t) &= \left[ -\frac{1}{2} g''(0, t) \right]^{-1/2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_f(t) \quad \text{für isotrope Turbulenz} \\ \lambda_g &= \sqrt{10} \eta^{2/3} L^{1/3}\end{aligned}\tag{2.40}$$

### Kolmogorov Skalen

Die Kolmogorov-Skalen charakterisieren die kleinsten turbulenten Bewegungen, die für die Dissipation verantwortlich sind

Länge	$\eta = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}$	
Zeit	$\tau_\eta = \left( \frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2}$	
Geschwindigkeit	$u_\eta = (\nu \varepsilon)^{1/4}$	(2.41)

# Kapitel 3

## Numerische Strömungssimulation – Computational Fluid Dynamics

In diesem Kapitel werden verschiedene Modellierungsansätze für die Lösung der im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Erhaltungsgleichungen beschrieben, insbesondere für die in dieser Arbeit verwendete RANS- und LES-Modellierung (Abschnitt 3.1 bzw. 3.2). In weiteren Abschnitten wird auf die Wandmodellierung und die im Strömungslöser ANSYS CFX verwendeten numerischen Methoden eingegangen (Abschnitte 3.4 und 3.5). Auch in diesem Kapitel basiert die Darstellung im Wesentlichen auf POPE [74] und FRÖHLICH [28], zusammen mit den im Text zusätzlich angegebenen Literaturquellen.

### 3.1 RANS-Simulation

Ziel der RANS-Simulation ist es, die Reynolds-gemittelten Grundgleichungen (2.19)-(2.22) numerisch zu lösen. In den RANS-Gleichungen treten unbekannte Terme wie die turbulenten Reynolds-Spannungen  $\tau_t = -\rho \overline{u''u''^T}$  auf. Über Modellansätze für diese unbekannten Terme werden die gemittelten Grundgleichungen geschlossen und damit lösbar. Einige Modelle beruhen auf der turbulenten Viskositäts-Hypothese (2.24)

$$\tau_t = \mu_t 2\overline{S} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\overline{\rho}k, \quad (3.1)$$

wobei  $k$  nach Gleichung (2.26) definiert ist. In diesen Turbulente-Viskositäts-Modellen wird nicht wie z.B. bei Reynolds-Spannungs-Modellen ein Modell für die Reynolds-Spannungen  $\tau_t$  vorgegeben, sondern ein Modell für die turbulente Viskosität  $\mu_t$  verwendet, um über den obigen Ansatz die Reynolds-Spannungen zu berechnen. Für die in dieser Arbeit durchgeführte Motorströmungssimulation wurde das SST-Modell als Kombination aus den beiden  $k$ - $\varepsilon$ - und  $k$ - $\omega$ -Zweigleichungsmodellen gewählt. Die Grundlagen des SST-Modells werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt, sowie dessen Anwendbarkeit für den hier vorliegenden Fall diskutiert. Für die Grundlagen und die Diskussion weiterer RANS-Modelle wird auf POPE [74] verwiesen.

### 3.1.1 $k$ - $\varepsilon$ -Modell

Die turbulente dynamische Viskosität  $\mu_t$  wird im  $k$ - $\varepsilon$ -Modell mit

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.2)$$

berechnet, wobei  $C_\mu = 0,09$  die  $k$ - $\varepsilon$ -Modell-Konstante ist. Für die mittlere turbulente kinetische Energie  $k$  und die Dissipation  $\varepsilon$  werden Modellgleichungen zusätzlich zu den Reynolds-gemittelten Grundgleichungen gelöst.

#### Transportgleichung für $k$

Die Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie  $k$  lautet (vgl. (2.27))

$$\partial_t(\bar{\rho}k) + \nabla \cdot (\bar{\rho}\tilde{\mathbf{u}}k) = -\nabla \cdot \mathbf{T}' + \bar{\rho}P - \bar{\rho}\varepsilon. \quad (3.3)$$

Der turbulente Transport wird mit einer Gradienten-Diffusions-Hypothese

$$\mathbf{T}' = -\left(\bar{\mu} + \frac{1}{\sigma_{k2}}\mu_t\right)\nabla k \quad (3.4)$$

mit der turbulenten Prandtl-Zahl  $\sigma_{k2} = 1$  modelliert und die Turbulenzproduktion lautet

$$P = \frac{1}{\bar{\rho}}\tau_{t,ij}\partial_{x_j}\bar{u}_i = \nu_t(\partial_{x_j}\bar{u}_i + \partial_{x_i}\bar{u}_j)\partial_{x_j}\bar{u}_i - \frac{2}{3}\partial_{x_k}\bar{u}_k(c_{fs}\nu_t\partial_{x_k}\bar{u}_k + k). \quad (3.5)$$

Die Konstante  $c_{fs} = 3$  basiert auf der „frozen stress“-Annahme [5]. Der Wert  $c_{fs} = 1$  ergibt die ursprüngliche  $k$ -Transportgleichung, bei der der Produktionsterm über den Deformationstensor ausgedrückt wird

$$P = \nu_t|\bar{S}|^2 \quad \text{mit} \quad |\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{\frac{1}{2}}. \quad (3.6)$$

#### Modellgleichung für $\varepsilon$

Im Gegensatz zur Modellgleichung für die turbulente kinetische Energie, die der physikalischen  $k$ -Transportgleichung entspricht, wobei nur der turbulente Transport  $-\nabla \cdot \mathbf{T}$  über den Gradienten-Diffusionsansatz modelliert wird, ist die Modellgleichung für die Dissipationsrate  $\varepsilon$  rein empirisch. Sie hat eine ähnliche Form wie die  $k$ -Transportgleichung, enthält allerdings für alle Terme empirisch ermittelte Modellkonstanten

$$\partial_t(\bar{\rho}\varepsilon) + \nabla \cdot (\bar{\rho}\tilde{\mathbf{u}}\varepsilon) = \nabla \cdot \left(\left(\bar{\mu} + \frac{1}{\sigma_\varepsilon}\mu_t\right)\nabla \varepsilon\right) + \frac{\varepsilon}{k}(c_{\varepsilon1}\bar{\rho}P - c_{\varepsilon2}\bar{\rho}\varepsilon). \quad (3.7)$$

Die Modellkonstanten sind  $\sigma_\varepsilon = 1,3$ ,  $c_{\varepsilon1} = 1,44$  und  $c_{\varepsilon2} = 1,92$  [5]. Über die Renormierungsgruppen-Theorie (Renormalization Group, RNG) lässt sich aus den Grundgleichungen eine Transportgleichung für  $\varepsilon$  herleiten, die die gleiche Form aber andere Werte der Konstanten hat. Die Verwendung dieser Gleichung führt zu dem RNG- $k$ - $\varepsilon$ -Turbulenzmodell.

### 3.1.2 $k$ - $\omega$ -Modell

Bei dem  $k$ - $\omega$ -Modell wird die turbulente dynamische Viskosität  $\mu_t$  mit der charakteristischen turbulenten Frequenz  $\omega$  über

$$\mu_t = \bar{\rho} \frac{k}{\omega} \quad (3.8)$$

berechnet. Die Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  für das  $k$ - $\omega$ -Modell kann aus der  $k$ -Transportgleichung des  $k$ - $\varepsilon$ -Modells (3.3) abgeleitet werden: Aus der Gleichheit der turbulenten dynamischen Viskositäten (3.2) und (3.8) wird für die Dissipation  $\varepsilon = C_\mu k \omega$  eingesetzt und als Modellkonstante wird  $\sigma_{k1} = 2$  gewählt.

#### Modellgleichung für $\omega$

Die Modell-Transportgleichung für die turbulente Frequenz lautet für das Wilcox- $k$ - $\omega$ -Modell

$$\partial_t(\bar{\rho}\omega) + \nabla \cdot (\bar{\rho}\tilde{\mathbf{u}}\omega) = \nabla \cdot \left( \left( \bar{\mu} + \frac{1}{\sigma_{\omega 1}} \mu_t \right) \nabla \omega \right) + \frac{\omega}{k} (c_{\alpha 1} \bar{\rho} P - c_{\beta 1} \bar{\rho} \omega k) \quad (3.9)$$

mit den Modellkonstanten  $\sigma_{\omega 1} = 2$ ,  $c_{\alpha 1} = 5/9$  und  $c_{\beta 1} = 0,075$ .

#### Wachstumsbegrenzung für die turbulente kinetische Energie

Mit den in den beiden  $k$ - $\varepsilon$ - und  $k$ - $\omega$ -Modellen verwendeten  $k$ -Transportgleichungen kann es in Staupunkten der Strömung zu einem unphysikalischen Anstieg der turbulenten kinetischen Energie  $k$  kommen, die durch Wachstumsbegrenzer limitiert werden müssen. Zwei solcher Begrenzer stehen in ANSYS CFX zur Verfügung [5]. Eine einfache Möglichkeit, dieses Wachstum zu begrenzen, bietet die Festlegung eines Maximalwertes für das Verhältnis von Produktionsrate  $P$  zu Dissipationsrate  $\varepsilon$

$$P = \min\{P, c_{lim}\varepsilon\} . \quad (3.10)$$

Unter Annahme der Viskositäts-Hypothese (3.1) wird  $P$  über den Deformationstensor  $\bar{\mathbf{S}}$  gebildet und berücksichtigt damit nur Scherkräfte. Diese wachsen in Staupunkten stark an und sind damit für den Anstieg der turbulenten kinetischen Energie verantwortlich. Eine alternative Formulierung nach Kato und Launder [5], die nicht auf der Viskositäts-Hypothese beruht, bezieht den Rotationstensor  $\bar{\mathbf{\Omega}} = \Omega_{ij} = \frac{1}{2}(\partial_{x_j}\bar{u}_i - \partial_{x_i}\bar{u}_j)$  in die Formulierung mit ein (vgl. (3.6))

$$P = \nu_t |\bar{\mathbf{S}}| |\bar{\mathbf{\Omega}}| \quad \text{mit} \quad |\bar{\mathbf{S}}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2}, \quad |\bar{\mathbf{\Omega}}| = (2\bar{\Omega}_{ij}\bar{\Omega}_{ij})^{1/2} . \quad (3.11)$$

Die Rotation ist im Gegensatz zu den Scherkräften in Staupunkten sehr gering, so dass über diese Formulierung die Produktionsrate  $P$  begrenzt wird.

### 3.1.3 SST-Modell

Das SST-Modell ist eine Kombination der beiden  $k$ - $\varepsilon$ - und  $k$ - $\omega$ -Zweingleichungsmodelle. Die in diesen Modellen zu Grunde liegenden Transportgleichungen beinhalten wegen der turbulenten Viskositäts-Hypothese (3.1) nicht den Transport der turbulenten Reynolds-Spannungen. Dieser ist allerdings in Bereichen der turbulenten Grenzschicht, in denen die Turbulenzproduktion größer als die Turbulenzdissipation ist, nicht zu vernachlässigen. In diesem Bereich außerhalb des logarithmischen Wandgesetz-Bereiches (vgl. Abschnitt 3.4) sind die turbulenten Reynolds-Spannungen proportional zur turbulenten kinetischen Energie:  $\tau_t = \bar{\rho} C_{sst} k$  (Bradschaws Gesetz, [58]). Um dieses Verhalten abzubilden und den Reynolds-Spannungstransport (engl. turbulent Shear-Stress Transport, SST) zu berücksichtigen, wird die dynamische Viskosität im SST-Modell mit

$$\mu_t = \bar{\rho} \frac{C_{sst} k}{\max\{C_{sst}\omega, F_2 |\bar{S}|\}} \quad (3.12)$$

berechnet. Dabei sind  $C_{sst}$  eine Proportionalitätskonstante und  $F_2 = F_2(y)$  (s. Anhang (A.2)) eine vom Wandabstand  $y$  abhängige Gewichtungsfunktion. In der Grenzschicht ( $F_2 \approx 1$ ) wird in Bereichen, in denen der Transport des Reynolds-Spannungen relevant ist, d.h. die Turbulenzproduktion größer als die Turbulenzdissipation ist ( $\omega > |\bar{S}|$ ), Bradschaws Proportionalität eingehalten. In den restlichen Gebieten außerhalb der Grenzschicht ( $F_2 \approx 0$ ) wird die ursprüngliche Definition  $\nu_t = k/\omega$  der beiden Zweingleichungsmodelle erhalten.

Das  $k$ - $\omega$ -Modell hat in Wandnähe Vorteile gegenüber dem  $k$ - $\varepsilon$ -Modell, da die komplexen nicht-linearen Wanddämpfungsfunktionen des  $k$ - $\varepsilon$ -Modells nicht benötigt werden, und eine deutlich geringere Randschichtauflösung verwendet werden kann. Unter Freistrombedingungen liefert das  $k$ - $\varepsilon$ -Modell bessere Resultate, da die Lösung weniger sensitiv auf die vorgegebenen Randbedingungen für  $\varepsilon$  reagiert. Für die Kombination der beiden Modelle wird die  $\varepsilon$ -Modellgleichung des  $k$ - $\varepsilon$ -Modells (3.7) mit der Beziehung  $\varepsilon = C_\mu k \omega$  in eine  $\omega$ -Gleichung umgewandelt

$$\partial_t(\bar{\rho}\omega) + \nabla \cdot (\bar{\rho}\tilde{\mathbf{u}}\omega) = \nabla \cdot \left( \left( \bar{\mu} + \frac{1}{\sigma_{\omega 2}} \mu_t \right) \nabla \omega \right) + \frac{\omega}{k} (c_{\alpha 2} \bar{\rho} P - c_{\beta 2} \bar{\rho} \omega k) + \frac{2}{\sigma_{\omega 2} \omega} \bar{\rho} \nabla \omega \cdot \nabla k \quad (3.13)$$

mit den Modellkonstanten  $\sigma_{\omega 2} = 1/0,856$ ,  $c_{\alpha 2} = 0,44$  und  $c_{\beta 2} = 0,0828$ . Dabei tritt im Gegensatz zu der  $\omega$ -Modellgleichung des  $k$ - $\omega$ -Modells (3.9) ein zusätzlicher dritter Term auf. Über eine weitere vom Wandabstand  $y$  abhängige Gewichtungsfunktion  $F_1 = F_1(y)$  (s. Anhang (A.1)) werden die  $k$ - und  $\omega$ -Modelltransportgleichungen des  $k$ - $\varepsilon$ - und des  $k$ - $\omega$ -Modells (3.3), (3.9) und (3.13) für das SST-Modell kombiniert.

#### SST-Modellgleichung für $k$

Die  $k$ -Transportgleichung des SST-Modells lautet

$$\partial_t(\bar{\rho}k) + \nabla \cdot (\bar{\rho}\tilde{\mathbf{u}}k) = \nabla \cdot \left( \left( \bar{\mu} + \frac{1}{\sigma_k} \mu_t \right) \nabla k \right) + \bar{\rho} P - C_\mu \bar{\rho} k \omega. \quad (3.14)$$

### SST-Modellgleichung für $\omega$

Die  $\omega$ -Modellgleichung lautet mit der Gewichtungsfunktion  $F_1$

$$\begin{aligned} \partial_t(\bar{\rho}\omega) + \nabla \cdot (\bar{\rho}\tilde{\mathbf{u}}\omega) = \\ \nabla \cdot \left( \left( \bar{\mu} + \frac{1}{\sigma_\omega} \mu_t \right) \nabla \omega \right) + \frac{\omega}{k} (c_\alpha \bar{\rho} P - c_\beta \bar{\rho} \omega k) + (1 - F_1) \frac{2}{\sigma_{\omega 2} \omega} \bar{\rho} \nabla \omega \cdot \nabla k . \end{aligned} \quad (3.15)$$

Die Modellkonstanten in (3.14) und (3.15) ergeben sich als gewichtete Kombination der Einzelmodell-Konstanten

$$c_\phi = F_1 c_{\phi 1} + (1 - F_1) c_{\phi 2} , \quad \phi = \{k, \alpha, \beta, \omega\} . \quad (3.16)$$

Die Gewichtungsfunktion  $F_1$  hat an der Wand den Wert eins, so dass dort die Modellgleichungen gleich denen des  $k$ - $\omega$ -Modells sind, und fällt bis in das Freiströmgebiet auf null ab und liefert damit dort die  $k$ - $\varepsilon$ -Modellgleichungen.

## 3.2 Large Eddy Simulation

### 3.2.1 Prinzip und Filterung

Grundidee der Large Eddy Simulation ist es, die Strömungsgrößen mithilfe eines Filters in die Anteile der großen Wirbelstrukturen  $\bar{\phi}$  (engl. „large eddies“, dt. Grobstruktur oder Filter-Skalen), also diejenigen, die den Hauptteil der turbulenten kinetischen Energie beinhalten, und die kleinskaligen Anteile  $\phi'$  (Feinstruktur oder Sub-Filter-Skalen) zu zerlegen

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' . \quad (3.17)$$

Die Filterung sollte so erfolgen, dass mindestens 80% der turbulenten kinetischen Energie direkt berechnet wird. Das bedeutet mit den Definitionen aus Abschnitt 2.3.2, dass die Filterweite  $\Delta \lesssim l_E$  sein, also im Transfer- oder Dissipationsbereich  $\mathcal{T}$  bzw.  $\varepsilon$  liegen sollte. Die Effekte der kleinskaligen Größen, die nach den Kolmogorov-Hypothesen als universell (im Gleichgewicht, homogen und isotrop) gelten, werden durch ein Feinstrukturmodell dargestellt. Diese Modelle enthalten im Gegensatz zu den RANS-Modellen, die alle turbulenten Skalen abbilden müssen, deutlich weniger empirische Annahmen.

In diesem Kapitel wird für die Filterung die selbe Notation wie für die Reynolds- und Favre-Zerlegungen in Kapitel 2 verwendet, um die ähnlichen Konzepte zu veranschaulichen. Um gegebenenfalls die Verwendung des Mittels gegenüber der Filterung unterscheiden zu können, wird in diesem Abschnitt für das Reynolds-Mittel die Notation  $\langle \phi \rangle$  benutzt.

### Filter-Eigenschaften

Allgemein kann eine Filterung mit der Filterkernfunktion  $G$  durch eine Faltung dargestellt werden

$$\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \int G(\mathbf{x}, \mathbf{r}, t) \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \quad (3.18)$$

Neben den Eigenschaften einer Faltung

$$\overline{a\phi + \vartheta} = a\bar{\phi} + \bar{\vartheta} \quad \text{Linearität} \quad (3.19)$$

$$\overline{\partial_s \phi} = \partial_s \bar{\phi}, \quad s = x, t \quad \text{Vertauschbarkeit von Filter und Differentiation} \quad (3.20)$$

ist eine Filterung charakterisiert durch die Normalisierung

$$\int G(\mathbf{x}, \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = 1. \quad (3.21)$$

Die gefilterten Größen unterscheiden sich, trotz der hier gleich gewählten Notation, zu den Reynolds-gemittelten Größen, da es sich je nach verwendetem Filter meistens um keine Projektion handelt, also

$$\bar{\bar{\phi}} \neq \bar{\phi} \quad \text{und damit} \quad \bar{\phi'} \neq 0. \quad (3.22)$$

### Volumenmittel- und Rechteck-Filter

Ausgehend von einer Diskretisierung des dreidimensionalen Strömungsgebietes  $V$  durch Zerlegung in Volumenelemente  $V_n$ :  $V = \bigcup_n V_n$  bietet sich das Volumenmittel über ein Element  $V_n$  mit dem Volumen  $V_n$  als implizit gegebene Filterkernfunktion an

$$G_V(\mathbf{x}, \mathbf{r}, t) = \begin{cases} \frac{1}{V_n} & , \mathbf{x}, \mathbf{r} \in V_n \\ 0 & , \text{sonst} \end{cases}$$

also

$$\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{V_n} \int_{V_n} \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r}, \quad \mathbf{x} \in V_n. \quad (3.23)$$

Handelt es sich um eine orthogonale und äquidistante Zerlegung in Hexaederelemente mit Kantenlänge  $h$  und dem Volumen  $V_n = h^3$ , entspricht  $G_V$  dem dreidimensionalen homogenen Rechteck-Filter  $G_R$  mit der Filterweite  $\Delta_i(x_i) = \Delta_i = h$

$$G_R(\Delta(\mathbf{x}), \mathbf{r}, t) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta_1(x_1)\Delta_2(x_2)\Delta_3(x_3)} & , |x_i - r_i| < \frac{\Delta_i(x_i)}{2}, i = 1, 2, 3 \\ 0 & , \text{sonst} . \end{cases} \quad (3.24)$$

Bei der Wahl des Volumenmittel-Filters  $G_V$  hängt die Filterweite  $\Delta$  direkt mit der Gitterweite  $h$  zusammen. In diesem Fall werden die Grobstrukturen  $\bar{\phi}$  auch als Gitter-Skalen und die Feinstrukturen  $\phi''$  als Sub-Gitter-Skalen<sup>1</sup> (engl. Subgrid-Scale, SGS) bezeichnet.

### Kommutationsfehler

Die Eigenschaft (3.20) ist nur für homogene Filter erfüllt. Der Rechteckfilter  $G_R$  ist beispielsweise nur für konstante Filterweiten  $\Delta_i = \text{const}$  homogen. Ist die Filterweite proportional zur Gittergröße  $\Delta \sim h$ , dann handelt es sich bereits bei variabler Gittergröße,

<sup>1</sup> im Gegensatz zu Filter- und Sub-Filter-Skalen.



wie es z.B. bei Randschichtauflösungen der Fall ist, um einen inhomogenen Filter. Bei der Vertauschung von Differentiation und Filter, wie es für die Herleitung der gefilterten Grundgleichungen notwendig ist, entstehen dann zusätzliche nicht geschlossene Terme, die sogenannten Kommutationsfehler. Für den Rechteck-Filter ist dieser Fehler proportional zu  $\mathcal{O}(\Delta^2)$  [28] und wird oft vernachlässigt.

### Favre-Filter

Für die kompressiblen Strömungsgleichungen gibt es analog zu dem Favre-Mittel einen Favre-Filter. Dabei handelt es sich um keinen explizit definierten Filter, sondern um einen nachträglich eingeführten Variablenwechsel mit der Eigenschaft

$$\overline{\rho\phi} = \bar{\rho}\tilde{\phi}. \quad (3.25)$$

Der Vorteil des Favre-Filters ist analog zum Favre-Mittel, dass die gefilterten Grundgleichungen die gleiche Struktur wie die Ausgangsgleichungen haben.

### 3.2.2 Gefilterte Grundgleichungen

Ausgangspunkt der Large Eddy Simulation sind die gefilterten Grundgleichungen, die die gleiche Form wie die Reynolds-gemittelten Gleichungen haben. Die gefilterten Navier-Stokes-Gleichungen (vgl. (2.20)) lauten beispielsweise

$$\begin{aligned} \partial_t (\bar{\rho}\tilde{\mathbf{u}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho}\tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}}^T) + \nabla \bar{p} &= \nabla \cdot (\bar{\boldsymbol{\tau}} + \boldsymbol{\tau}^R) \\ \boldsymbol{\tau}^R &= - \left( \overline{\rho\mathbf{u}\mathbf{u}^T} - \bar{\rho}\tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}}^T \right) \end{aligned} \quad (3.26)$$

mit den Feinstrukturspannungen  $\boldsymbol{\tau}^R$ . Die gefilterten und die Reynolds-gemittelten Gleichungen unterscheiden sich nur durch die Feinstrukturspannungen  $\boldsymbol{\tau}^R$  und die turbulenten Reynolds-Spannungen  $\boldsymbol{\tau}_t$ <sup>2</sup>. Die unterschiedliche Modellierung dieser Terme führt zu den unterschiedlichen Turbulenzmodellen der LES bzw. der RANS-Simulation.

Die Lösung der unter Annahme eines Filters mit bestimmten Eigenschaften hergeleiteten Grundgleichungen liefert als Ergebnis die bereits gefilterten Strömungsgrößen  $\tilde{\mathbf{u}}$ . Der Filter wird also nicht explizit angewendet, weshalb die Filterkernfunktion  $G$  im Allgemeinen für eine LES nicht bekannt sein muss. Eine Ausnahme ist beispielsweise das dynamische Smagorinsky-SGS-Modell [32], in dem die Lösung  $\tilde{\mathbf{u}}$  explizit ein zweites Mal mit einer größeren Filterweite (z.B.  $2\Delta$ ) gefiltert wird, um über die Größen  $\tilde{\tilde{\mathbf{u}}}$  eine Abschätzung der Modellkonstanten zu erhalten.

### Lineares Viskositäts-Modell für die gefilterten Gleichungen

Analog zu den gemittelten Gleichungen ist hier die Viskositäts-Hypothese anwendbar. Dafür werden die Feinstrukturspannungen  $\boldsymbol{\tau}^R = \tau_{ij}^R$  in die anisotropen Feinstruktur-

<sup>2</sup>  $\bar{\phi}$  und  $\tilde{\phi}$  entsprechen in (2.20) dem Reynolds- bzw. Favre-Mittel, in (3.26) dem (Favre-)Filter

spannungen  $\tau_{ij}^r$  und in die kinetische Energie der Feinstrukturen  $k_r = \frac{1}{2\bar{\rho}}\tau_{kk}^R$  zerlegt

$$\tau_{ij}^R = \tau_{ij}^r - \frac{2}{3}\delta_{ij}\bar{\rho}k_r. \quad (3.27)$$

Mit der alternativen Formulierung  $\bar{\tau} = \bar{\mu} 2\bar{\mathbf{S}}$  und dem linearen Viskositäts-Modell

$$\boldsymbol{\tau}^r = \mu_r 2\bar{\mathbf{S}} \quad (3.28)$$

lauten die gefilterten Navier-Stokes-Gleichungen (3.26)

$$\partial_t (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{\mathbf{u}}^T) + \nabla (\bar{p} + \frac{2}{3}\bar{\rho}k_r) = \nabla \cdot ((\bar{\mu} + \mu_r) 2\bar{\mathbf{S}}). \quad (3.29)$$

Die Filterung hat damit wie bei der Reynolds-Mittelung die Wirkung einer erhöhten effektiven Viskosität  $\mu_{eff}^r = \bar{\mu} + \mu_r$  und eines um die isotropen Feinstrukturspannungsanteile modifizierten Druckes  $\bar{p} + \frac{2}{3}\bar{\rho}k_r$ . Unter Annahme des Viskositätsmodells unterscheiden sich die Turbulenzmodelle für die LES und RANS-Simulation nur noch um die Modellierung bzw. Vorgabe der effektiven Viskositäten. In der LES ist (in Abhängigkeit von der Auflösung)  $\mu_{eff}^r$  um Größenordnungen kleiner als  $\mu_{eff}$ . In der hier durchgeführten Motorströmungssimulation liegen die Viskositätsverhältnisse in den Bereichen

$$\frac{\mu_r}{\mu} \approx 2 \dots 7 \quad \text{und} \quad \frac{\mu_t}{\mu} \approx 200 \dots 700 \quad (3.30)$$

(vgl. Abschnitt 5.4, Abb. 5.37), wobei diese Bereiche sehr gut mit in der Literatur angegebenen Werten übereinstimmen – für RANS und LES [22], für LES [24, 91]. Eine Anforderung an das in der Simulation verwendete numerische Verfahren ist, dass es eine geringe numerische Diffusion aufweisen sollte, mindestens sollte diese kleiner als die (effektive) Viskosität der zu simulierenden Strömung sein. Da diese in der LES deutlich geringer ist, sind die Anforderung an das in einer LES verwendete numerische Verfahren deutlich höher als in einer RANS-Simulation (vgl. Abschnitt 5.4).

### Erhaltungsgleichung für die kinetische Energie der Feinstrukturen

Analog zur Erhaltungsgleichung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  (2.27) lautet die Erhaltungsgleichung für die kinetische Energie der Feinstrukturen  $k_r$

$$\frac{\overline{D}k_r}{\overline{D}t} + \nabla \cdot \mathbf{T}'_r = P_r - \varepsilon_r \quad (3.31)$$

mit dem Energietransport  $\mathbf{T}'_r$  auf der linken Seite und auf der rechten Seite als Quellterm die  $k_r$ -Produktionsrate  $P_r$

$$P_r = \frac{1}{\bar{\rho}}\tau_{ij}^r \bar{S}_{ij} \quad (3.32)$$

und als Senke die Feinstrukturdisipation  $\varepsilon_r$ .  $P_r$  entspricht, da es in der Energieerhaltungsgleichung der Grobstrukturen als Senke auftritt, dem Transfer kinetischer Energie von den Grobstrukturen zu den Feinstrukturen. Im Allgemeinen kann  $P_r$  positiv und

negativ sein, wobei negative Werte einem Energietransfer von kleinen auf größere Skalen entsprechen – dem sogenannten Backscatter. Unter der Annahme der Viskositäts-Hypothese (3.28) und  $\nu_r = \mu_r/\bar{\rho} > 0$  ist

$$P_r = \nu_r |\bar{S}|^2 \quad \text{mit} \quad |\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{\frac{1}{2}} \quad (3.33)$$

immer positiv, so dass Backscatter in Modellen basierend auf dieser Annahme nicht auftritt. Im Fall einer Strömung mit hoher Reynolds-Zahl, in der die Filterweite  $\Delta \lesssim l_E$  deutlich größer als die Kolmogorov-Längenskalen  $\eta$  (auf denen die Energiedissipation stattfindet) ist, ist die mittlere<sup>3</sup> Produktionsrate  $\langle P_r \rangle$  annähernd im Gleichgewicht mit der Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie

$$\langle P_r \rangle \approx \varepsilon . \quad (3.34)$$

### Modellspektrum und Filterung

Das gefilterte Modellspektrum lautet

$$\bar{\mathcal{E}}(\kappa) = \hat{G}(\kappa)^2 \mathcal{E}(\kappa) \quad (3.35)$$

mit dem Modellspektrum  $\mathcal{E}(\kappa)$  der turbulenten kinetischen Energie (2.30) und der Filter-Fourier-Transformation  $\hat{G}(\kappa)$ . Die Funktion  $\hat{G}(\kappa)^2$  entspricht einer Dämpfung des ursprünglichen Modellspektrums ab der Wellenzahl  $\kappa_\Delta = 2\pi/\Delta$ , die der Filterweite  $\Delta$  entspricht. Die gesamte aufgelöste mittlere turbulente kinetische Energie  $\bar{k}$  entspricht analog zu (2.33) der Integration des gedämpften Modellspektrums über alle Wellenzahlen  $\kappa$

$$\bar{k} = \int_0^\infty \bar{\mathcal{E}}(\kappa) d\kappa = \int_0^\infty \hat{G}(\kappa)^2 \mathcal{E}(\kappa) d\kappa . \quad (3.36)$$

Die gesamte nichtaufgelöste mittlere turbulente kinetische Energie der Feinstrukturen ergibt sich zu

$$\bar{k}_r = \int_0^\infty \left(1 - \hat{G}(\kappa)^2\right) \mathcal{E}(\kappa) d\kappa , \quad (3.37)$$

so dass für die gesamte mittlere turbulente kinetische Energie  $k$  gilt

$$k = \bar{k} + \bar{k}_r . \quad (3.38)$$

Wie bereits diskutiert, sollte die Filterweite  $\Delta$  in der Large Eddy Simulation so gewählt sein, dass 80% der mittleren turbulenten kinetischen Energie aufgelöst werden, d.h.  $\bar{k}/k \approx 0,8$  oder  $\bar{k}_r/k \approx 0,2$ . Über diese Beziehung und das Modellspektrum lässt sich mit der Kenntnis des tatsächlich verwendeten Filters und der Strömungsverhältnisse eine a priori Abschätzung für die maximal möglichen Filter- bzw. Gitterweiten<sup>4</sup> erhalten oder a posteriori die Qualität der Simulation bzgl. der Gitterauflösung bewerten.

<sup>3</sup> Hier ist  $\langle \phi \rangle$  das Reynolds-Mittel.

<sup>4</sup> Abschätzungen der Form  $\Delta/l_E$  für einige allgemeine Filter sind in [74] zu finden.

### 3.2.3 SGS-Modelle: Smagorinsky und WALE

Die Aufgabe des SGS-Modells ist es (unter Annahme der Viskositäts-Hypothese<sup>5</sup>) einen Wert  $\mu_r(\mathbf{x}, t)$  zur Schließung der Modellgleichungen zur Verfügung zu stellen. Aus Dimensionsgründen gilt für die Feinstruktur-Viskosität

$$\mu_r = \bar{\rho} \nu_r = \bar{\rho} l_r u_r \quad (3.39)$$

mit einer für die Feinstrukturen charakteristischen Längenskala  $l_r$  und einer Geschwindigkeitsskala  $u_r$ .

#### Smagorinsky-Modell

Das einfachste SGS-Modell ist das Smagorinsky-Modell, bei dem die charakteristische Länge und Geschwindigkeit mit der Norm des Deformationstensors der gefilterten Geschwindigkeiten  $|\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2}$  definiert sind als

$$\begin{aligned} l_r &= C_s \Delta =: l_s \\ u_r &= C_s \Delta |\bar{S}|, \end{aligned} \quad (3.40)$$

so dass die dynamische Feinstrukturviskosität lautet

$$\nu_r = l_r u_r = (C_s \Delta)^2 |\bar{S}| = l_s^2 |\bar{S}|. \quad (3.41)$$

Dabei ist  $l_s$  die Smagorinsky-Längenskala, die über die Smagorinsky-Konstante  $C_s$  proportional zur Filterweite  $\Delta$  ist. Die Modellkonstante  $C_s$  kann a priori mit Abschätzungen über das Modellspektrum oder a posteriori durch Vergleiche zu experimentellen Daten bestimmt werden. Der heute am häufigsten für komplexe Strömungen verwendete Wert der Modellkonstante ist  $C_s = 0,1$  [5, 28].

Analog zur Definition der Kolmogorov-Skalen (2.29) lässt sich mit Vorgabe der charakteristischen Länge  $l_r$  und Geschwindigkeit  $u_r$  zusammen mit der Beziehung (3.39) die Feinstrukturdissipation darstellen als

$$l_r = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon_r} \right)^{\frac{1}{4}} \rightarrow \varepsilon_r = \frac{u_r^3}{l_r} = l_s^2 |\bar{S}|^3 \quad (3.42)$$

Wird der Smagorinsky-Ansatz (3.41) in die Definition der Produktionsrate  $P_r = \nu_r |\bar{S}|^2$  (3.33) eingesetzt, liefert das  $P_r = l_s^2 |\bar{S}|^3$  und damit die Gleichheit der Feinstruktur-Produktionsrate und -Dissipation  $P_r = \varepsilon_r$ . Dieses Gleichgewicht ist für ausreichend kleine Skalen näherungsweise erfüllt (Kolmogorov-Hypothesen) und dient als eine Motivation für die Wahl von  $l_r$  und  $u_r$  im Smagorinsky-Ansatz (3.40).

<sup>5</sup> Neben vielen anderen Ansätzen [28] gibt es SGS-Modelle, in denen direkt die Feinstrukturspannungen  $\tau^r$  ohne Annahme der vereinfachenden Viskositäts-Hypothese modelliert werden.

### *Nachteile des Smagorinsky-Modells im Wandbereich*

Laut Definition liefert das Smagorinsky-Modell Werte  $\nu_r > 0$ , sobald Geschwindigkeitsgradienten  $\partial_{x_i} \bar{u}_i$  vorhanden sind. Das liefert insbesondere in Wandnähe mit der wandnormalen Koordinate  $y$  positive Werte für  $\nu_r$  der Ordnung  $\mathcal{O}(y)$ . Das widerspricht der physikalischen Eigenschaft, dass alle turbulenten Schwankungen an der Wand wegen der Wandhaftbedingung mit  $\nu_r = \mathcal{O}(y^3)$  verschwinden. Um dieses Verhalten für das modellierte  $\nu_r$  zu erreichen, wird beispielsweise mit zusätzlichen Dämpfungsfunktionen gearbeitet. Eine solche stellt die exponentielle Van-Driest-Dämpfung dar, mit der ein verbessertes Abklingverhalten der Ordnung  $\mathcal{O}(y^2)$  erzielt wird [67].

### **WALE-Modell**

Das von NICOUD ET AL. [67] vorgestellte WALE<sup>6</sup> Modell basiert wie das Smagorinsky-Modell auf der Viskositäts-Hypothese (3.28). Der Modell-Operator wird für das WALE-Verfahren gegenüber dem Smagorinsky-Operator so modifiziert, dass das Modell das gewünschte  $\mathcal{O}(y^3)$ -Verhalten der Feinstrukturviskosität in Wandnähe ohne Dämpfungsfunktion erfüllt. Der Modell-Operator basiert auf dem Geschwindigkeitsgradient-Tensor  $\bar{g} = \nabla \bar{\mathbf{u}}$  bzw.  $\bar{g}_{ij} = \partial_{x_j} \bar{u}_i$  der gefilterten Geschwindigkeiten. Anstelle des Deformationstensors der gefilterten Strömung (hier notiert mit dem Geschwindigkeitsgradienten)  $\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2}(\bar{g}_{ij} + \bar{g}_{ji}) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\bar{g}_{kk}$ , wird der Operator basierend auf dem spurfreien symmetrischen Anteil des quadrierten Geschwindigkeitsgradienten gewählt

$$\bar{G}_{ij} = \frac{1}{2}(\bar{g}_{ij}^2 + \bar{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\bar{g}_{kk}^2. \quad (3.43)$$

Damit lautet der WALE-Ansatz für die dynamische Feinstrukturviskosität

$$\nu_r = (C_w \Delta)^2 \frac{(\bar{G}_{ij}\bar{G}_{ij})^{\frac{3}{2}}}{(\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{\frac{5}{2}} + (\bar{G}_{ij}\bar{G}_{ij})^{\frac{5}{4}}} \quad (3.44)$$

mit der Längen- und Geschwindigkeitsskala  $l_r = C_w \Delta$  bzw.  $u_r = \nu_r / l_r$ , wobei  $l_r$  über die Modellkonstante  $C_w$  wie im Smagorinsky-Modell proportional zur Filterweite  $\Delta$  ist. Die in dieser Arbeit verwendete Modellkonstante hat den Wert  $C_w = 0,5$ , der in [67] für den Fall der abklingenden isotropen Turbulenz bestimmt wurde.

### *Wahl der Filterweite*

Die Filterweite  $\Delta$  geht direkt in die Modellierung der Feinstrukturviskosität  $\nu_r$  ein und muss deshalb auch bei unbekanntem Filter vorgegeben werden bzw. bekannt sein. In den meisten Fällen wird das dadurch erreicht, dass die Filterweite  $\Delta$  proportional zur Gitterweite  $h$  gewählt wird. Die Lösung der gefilterten Grundgleichungen wird im Fall eines äquidistanten, orthogonalen Gitters dann ausreichend diskret dargestellt, wenn für die Gitterweite in Relation zur Filterweite  $2h_{\max} \lesssim \Delta$  gilt [74]. Für den Volumenmittel-Filter (3.23) bieten sich für beliebige Volumenelemente  $V_n$  mit den

<sup>6</sup> WALE – Wall-Adapting Local Eddy-viscosity

Elementausdehnungen  $h_{n,i}$  folgende Definitionen an

$$\Delta_n = 2V_n^{\frac{1}{3}} \quad (3.45)$$

$$\Delta_n = 2 \max\{h_{n,i}\} . \quad (3.46)$$

Die erste Definition (3.45) stammt aus der Zerlegung in (nahezu) orthogonale Hexaederelemente, bei denen der Volumenmittel-Filter dem Rechteckfilter (3.24) mit den Filterweiten  $\Delta_i = h_{n,i}$ ,  $i = 1, 2, 3$  entspricht. Die konservativere Definition (3.46) beruht darauf, dass isotrope Wirbelstrukturen nicht mehr abgebildet werden können, sobald eine der Elementausdehnungen  $h_{n,i}$  größer als die Wirbelstruktur ist. Der Faktor 2 wird oft in die Modellkonstante integriert, für das Smagorinsky-Modell z.B. als  $\tilde{C}_s = 2C_s = 0,2$ .

### Das numerische Verfahren als Filter

Bisher wurde davon ausgegangen, dass die gefilterten Grundgleichungen exakt durch das numerische Verfahren gelöst werden. Das numerische Verfahren liefert jedoch eine Lösung, die die gefilterten Gleichungen nur näherungsweise löst und stattdessen eine Lösung der modifizierten gefilterten Grundgleichungen darstellt, hier für die Navier-Stokes-Gleichungen (3.26)

$$\partial_t (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{\mathbf{u}}^T) + \nabla \bar{p} = \nabla \cdot (\bar{\boldsymbol{\tau}} + \boldsymbol{\tau}^R + \boldsymbol{\tau}^N) . \quad (3.47)$$

Der Diskretisierungsfehler eines numerischen Verfahrens  $p$ -ter Ordnung tritt als zusätzlicher Spannungsterm  $\boldsymbol{\tau}^N$  der Ordnung  $h^p$  (mit Gitterweite  $h$ ) [74] auf. Bei der Verwendung eines Feinstruktur-Modells, wie z.B. WALE, wird das numerische Verfahren so gewählt, dass der numerische Spannungsterm gegenüber  $\boldsymbol{\tau}^R$  klein ist und damit vernachlässigt werden kann.

Es gibt Ansätze, z.B. das MILES<sup>7</sup>-Verfahren [9, 28], in denen das numerische Verfahren so gewählt wird, dass die numerischen Spannungen in der Größenordnung den Feinstrukturspannungen  $\boldsymbol{\tau}^R$  entsprechen und so kein explizites Feinstruktur-Modell benötigt wird. Nachteile dieses Ansatzes sind, dass das numerische Verfahren auf die Gitterweite abgestimmt werden muss, d.h. bei Gitterverfeinerung ist unter Umständen ein anderes numerisches Verfahren notwendig. Die über das Verfahren erzeugte numerische Dissipation ist nicht steuerbar und damit schwer mit der physikalischen Dissipationsrate zu vergleichen. Außerdem liegen keine Informationen oder Abschätzungen über die Feinstrukturen vor, wie es der Fall für ein Feinstruktur-Modell ist. Damit sind weitere Prozesse, wie z.B. Verbrennung, in die die kleinskaligen Bewegungen eingehen, schwer berechenbar.

### 3.2.4 Berechnung statistischer Turbulenzgrößen aus LES-Ergebnissen

Mit dem dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeld  $\tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t)$  als LES-Ergebnis der Motorströmungssimulation werden statistische Turbulenzgrößen wie das mittlere Geschwin-

<sup>7</sup> MILES – Monotonically Integrated Large Eddy Simulation

digkeitsfeld oder die mittlere turbulente kinetische Energie sowie Längen- und Zeitskalen bestimmt. Für statistisch stationäre Strömungen – im Sinne des als Reynolds-Mittel verwendeten Phasenmittels (2.15) kann auch die vorliegende Motorströmung als solche gesehen werden – variieren die statistischen Mittel in Längenskalenbereichen, die der Größenordnung der energietragenden großen Strukturen entsprechen. Für die Zylinderinnenströmung liegen diese im Bereich von Zylinderbohrung oder Ventildurchmesser. Aus diesem Grund werden diese Mittel wenig von einer Filterung beeinflusst, es gilt also  $\langle \phi \rangle \approx \overline{\langle \phi \rangle}$ . Da zusätzlich Filterung und Mittelung vertauschbar sind, also  $\overline{\langle \phi \rangle} = \langle \overline{\phi} \rangle$  gilt, kann das eigentliche Reynolds-Mittel durch das mit den gefilterten Strömungsgrößen gebildete Mittel approximiert werden [74]. Die mittlere Geschwindigkeit kann somit mit

$$\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \rangle \approx \langle \overline{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \overline{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t + nT_P) \quad (3.48)$$

berechnet werden. Die Fluktuationen der gefilterten Strömung sind

$$\overline{\mathbf{u}}' = \overline{\mathbf{u}} - \langle \overline{\mathbf{u}} \rangle, \quad (3.49)$$

so dass die aufgelöste mittlere turbulente kinetische Energie unter Annahme vernachlässigbarer Dichteveriationen berechnet wird durch

$$\bar{k} = \frac{1}{2} \langle \overline{u'_i u'_i} \rangle. \quad (3.50)$$

Es sei noch einmal darauf hingewiesen, dass diese aufgelöste Energie nicht der tatsächlichen mittleren turbulenten kinetischen Energie  $k$  entspricht, da der Anteil der kinetischen Energie der Feinstrukturen  $k_r$  fehlt (vgl. Abschnitt 3.2.2, Modellspektrum und Filter). Die Abschätzungen aus Abschnitt 2.3.3 für den Zeitpunkt 631°KW in der Mitte der Kompressionsphase zeigen, dass mit der Gitterauflösung der hier durchgeführten LES ca. 97% der gesamten mittleren turbulenten kinetischen Energie aufgelöst werden können, so dass zu diesem Zeitpunkt  $\bar{k} \approx k$  gilt.

Für die Berechnung von Längen- und Zeitskalen ist neben der turbulenten kinetischen Energie die Bestimmung der Dissipation  $\varepsilon$  notwendig

$$\varepsilon = 2\nu \overline{s'_{ij} s'_{ij}}, \quad s'_{ij} = \frac{1}{2} (\partial_{x_j} u'_i + \partial_{x_i} u'_j). \quad (3.51)$$

Die Dissipation lässt sich mit der Lösung der LES nicht direkt berechnen, da die Gradienten der fluktuierenden Geschwindigkeiten definitionsgemäß nicht vorliegen. Gleiches gilt für die Berechnung der Pseudodissipation [74]

$$\tilde{\varepsilon} = \nu \overline{\partial_{x_j} u'_i \partial_{x_i} u'_j} = \varepsilon - \underbrace{\nu \overline{\partial_{x_i x_j} u'_i u'_j}}_{\ll \varepsilon} \approx \varepsilon. \quad (3.52)$$

Wird diese aus den gefilterten Geschwindigkeitsfluktuationen  $\overline{u'_i}$

$$\tilde{\tilde{\varepsilon}} = \nu \overline{\partial_{x_j} \overline{u'_i} \partial_{x_i} \overline{u'_j}} \quad (3.53)$$

berechnet, liefert das nur eine grobe Abschätzung, da die Gradienten der gefilterten Fluktuationen deutlich von denen der eigentlichen Geschwindigkeitsfluktuationen abweichen können. Eine bessere Abschätzung der Dissipation ist über die Produktionsrate der turbulenten kinetischen Energie  $P_r$  möglich [74, 80] (vgl. (3.34))

$$\varepsilon \approx \langle P_r \rangle, \quad P_r = \nu_r |\bar{S}|^2 \quad \text{mit} \quad |\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2}. \quad (3.54)$$

Mit der Gradienten-Diffusions-Hypothese<sup>8</sup> wird in [6] und [69] die Abschätzung

$$\varepsilon \approx (D + D_t) \langle |\bar{S}|^2 \rangle \quad (3.55)$$

verwendet. Die Diffusionskoeffizienten  $D = \bar{\nu}/Sc$  werden über die dimensionslosen Schmidt-Kennzahlen  $Sc$ , wobei  $t$  für turbulent steht, berechnet. Mit der Annahme<sup>9</sup>  $Sc \approx Sc_t \approx 1$  ergibt sich die Abschätzung

$$\varepsilon \approx (\bar{\nu} + \bar{\nu}_r) \langle |\bar{S}|^2 \rangle. \quad (3.56)$$

Diese Formulierung wird in Abschnitt 5.3.6 für die Abschätzung der Dissipation aus den in dieser Arbeit erzielten LES-Ergebnissen verwendet.

### 3.3 Alternative skalenauflösende Turbulenzmodelle

Ziel einer Large Eddy Simulation ist es, die energietragenden Wirbelstrukturen direkt, d.h. mit einer entsprechenden Gitter- bzw. Filterweite, aufzulösen und nur den Einfluss der kleinskaligen universellen Strukturen zu modellieren. Deshalb müssen für eine LES gegenüber einer RANS-Simulation (neben anderen Bedingungen) deutlich höhere Gitteranforderungen mit proportional ansteigendem Rechenaufwand erfüllt werden. Aus diesem Grunde gibt es den Ansatz, die LES-Rechnung nur dort durchzuführen, wo es notwendig bzw. möglich ist. In den restlichen Gebieten mit unzureichender Gitterauflösung wird mit einem RANS-Modell gerechnet. Ein Beispiel dieses hybriden LES/RANS-Ansatzes ist die Detached Eddy Simulation, die im folgenden Abschnitt 3.3.1 vorgestellt wird. Einen ausführlichen Überblick über weitere hybride LES/RANS-Modelle geben FRÖHLICH UND VON TERZI [29].

#### 3.3.1 Detached Eddy Simulation

Die Größe der energietragenden Wirbel, die mit einer LES aufgelöst werden sollen, nimmt proportional zum Wandabstand ab, so dass auch die Gitterauflösung entsprechend verringert werden muss. Eine Möglichkeit, den daraus resultierenden Rechenaufwand zu vermeiden, bietet der Ansatz, die Randgebiete – mit den anliegenden Wirbelstrukturen – mit einem RANS-Modell zu berechnen, und in den übrigen Gebieten der abgelösten Wirbelstrukturen (engl. „detached eddies“ → Detached Eddy Simulation, DES) die Large Eddy Simulation einzusetzen.

<sup>8</sup> Analog zur Viskosität-Hypothese [74].

<sup>9</sup> Für Gase variiert  $Sc$  zwischen 0,5 und 2 [16]. Für die turbulente Schmidt-Zahl  $Sc_t$  werden Werte zwischen 0,7 und 1 [5, 27] angenommen.



### Zonales SST-DES-Modell

Das zonale SST-DES Modell [5, 29, 59] basiert als gekoppeltes LES/RANS-Modell auf dem Zweigleichungs-SST-Modell. Der Gültigkeitsbereich wird über die turbulente Längenskala  $L$ , die mit den  $k$ - und  $\varepsilon$ - bzw.  $\omega$ -Werten des RANS-Modells gebildet wird

$$L = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} = \frac{k^{\frac{1}{2}}}{C_\mu \omega}, \quad (3.57)$$

bestimmt. In Gebieten, in denen die Gitterweite  $\Delta = \max\{h_{n,i}\}$ , die als LES-Filterweite verwendet wird, nicht ausreichend ist um Wirbel in der Größe der turbulenten Längenskala aufzulösen, wird das RANS-Modell verwendet, ansonsten das LES-Modell. Je nach Gültigkeitsbereich wird dafür der Dissipationsterm der  $k$ -Modelltransportgleichung (3.14)

$$D^k = -C_\mu \bar{\rho} k \omega = -\bar{\rho} \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l_{des}} \quad (3.58)$$

mit einer RANS- oder LES-Längenskala gebildet

$$\begin{aligned} L < C_{des} \Delta & \rightarrow l_{des} = L & \text{RANS-Gebiet} \\ L > C_{des} \Delta & \rightarrow l_{des} = C_{des} \Delta & \text{LES-Gebiet} \end{aligned} \quad (3.59)$$

mit der DES-Konstante  $C_{des} = 0,61$ . Wird die LES-Längenskala verwendet, bilden die modifizierten SST-Modellgleichungen ein LES-Zweigleichungsmodell. Die turbulenten Viskositäten mit dem RANS-Zweigleichungs-Ansatz  $\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$  lauten dann

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad \text{RANS-Gebiet} \quad (3.60)$$

$$\nu_t = \underbrace{C_\mu C_{des} \Delta}_{l_r} \underbrace{k^{\frac{1}{2}}}_{u_r} \quad \text{LES-Gebiet (vgl. (3.39))} . \quad (3.61)$$

Die effektive turbulente dynamische Viskosität  $\mu_{eff} = \bar{\mu} + \mu_t$  ist modellbedingt im RANS-Gebiet höher als im LES-Gebiet. Wird die niedrigere LES-Viskosität in der Randschicht verwendet (das ist mit Definition (3.59) der Fall für eine LES-taugliche Randschichtauflösung), dann kann es durch den geringen Viskositätswert zu einer gitterinduzierten Ablösung kommen. Um diesen Fall zu vermeiden, kann für das zonale SST-DES-Modell eine zusätzliche Begrenzung in Form der Gewichtungsfunktionen  $F_1$  oder  $F_2$  des SST-Modells verwendet werden, so dass in der Randschicht unabhängig von der Gitterauflösung immer das RANS-Modell aktiviert ist. Damit lautet der Dissipationsterm mit der Beziehung (3.57)

$$\begin{aligned} D^k &= -C_\mu \bar{\rho} k \omega F_{des} \quad \text{mit} \quad F_{des} = \max \left\{ \frac{L}{C_{des} \Delta} (1 - F_{sst}), 1 \right\} \\ F_{sst} &= F_1 \text{ oder } F_2 \text{ (Vermeidung gitterinduzierter Ablösung)} \\ F_{sst} &= 0 \text{ (ursprüngliche Formulierung)} . \end{aligned} \quad (3.62)$$

Wie in Abschnitt 3.2.2 diskutiert, werden für ein LES-Modell höhere Anforderungen an das verwendete numerische Verfahren gestellt als für das RANS-Modell, insbesondere muss es eine geringe numerische Diffusion aufweisen. Aus diesem Grund wird

zusätzlich zwischen einem Aufwind-Verfahren zweiter Ordnung und einem Zentrale-Differenzen-Verfahren zweiter Ordnung für das RANS- bzw. das LES-Gebiet umgeschaltet, indem über eine Gewichtungsfunktion  $\sigma_{des}$  (s. Anhang (A.5)) die numerischen Flüsse der jeweiligen Verfahren kombiniert werden [5]. Die Funktion  $\sigma_{des}$  berücksichtigt zusätzlich zu den Längenskalenverhältnissen der DES-Gewichtungsfunktion  $F_{des}$  weitere Faktoren, wie beispielsweise die CFL-Zahl oder die Rotations-Scher-Verhältnisse der Strömung.

## 3.4 Wandmodellierung

In diesem Abschnitt wird ein kurzer Überblick mit den wichtigsten Definitionen und Modellierungsansätzen wandnaher Grenzschichtströmung gegeben. Um ein Beispiel zu geben, werden für einen ausgewählten Zeitpunkt der hier durchgeführten Motorinnenströmungssimulation diese Werte abgeschätzt. Für eine ausführliche Diskussion turbulenter Grenzschichten sei auf POPE [74] oder SCHLICHTING [79] verwiesen. Das für die Abschätzungen betrachtete Strömungsprofil der Zylinderinnenströmung (Abb. 3.1(a), aus der RANS Simulation) zeigt entlang einer horizontalen Linie durch den Innenzylinder die charakteristische Drallströmung, die sich zum Zeitpunkt 641°KW (Mitte Kompressionsphase) ausgebildet hat.

### 3.4.1 Eigenschaften wandnaher turbulenter Strömung

Die Drallströmung im Zylinder entspricht am ehesten einer Plattengrenzschicht, wobei die Lauflänge  $x$  hier über die Umfangsgeschwindigkeit der Zylinderinnenströmung  $u_\infty \approx 16$  m/s abgeschätzt wird. Diese Umfangsgeschwindigkeit entspricht ca. 67 U/s bei einem Bohrungsdurchmesser von  $l_B = 76$  mm. Ab dem Zeitpunkt *Einlassventil öffnet* bis zu dem hier betrachteten Zeitpunkt 641°KW vergehen 283°KW = 0,031 s (bei einer Motordrehzahl von 1500 U/min), so dass mit der oben angenommenen Umfangsgeschwindigkeit gut 2 Umdrehungen mit einer Lauflänge von  $x \approx 0,5$  m erreicht werden. Zusammen mit der Dichte und der dynamischen Viskosität, die zum Zeitpunkt 641°KW die Werte  $\bar{\rho} = 2,19$  kg/m<sup>3</sup> bzw.  $\mu = 1,83 \cdot 10^{-5}$  kg/(ms) besitzen, ergeben diese Abschätzungen eine Reynolds-Zahl von  $Re_x = (\bar{\rho} u_\infty x) / \mu \approx 1 \cdot 10^6$ , die der kritischen Reynolds-Zahl der Plattenströmung [74] entspricht. Über die Abschätzung  $\delta/x \approx 4,9 Re_x^{-1/2}$  [74] ergibt sich eine Grenzschichtdicke von  $\delta \approx 2,5$  mm. Weitere Definitionen und Abschätzungen sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

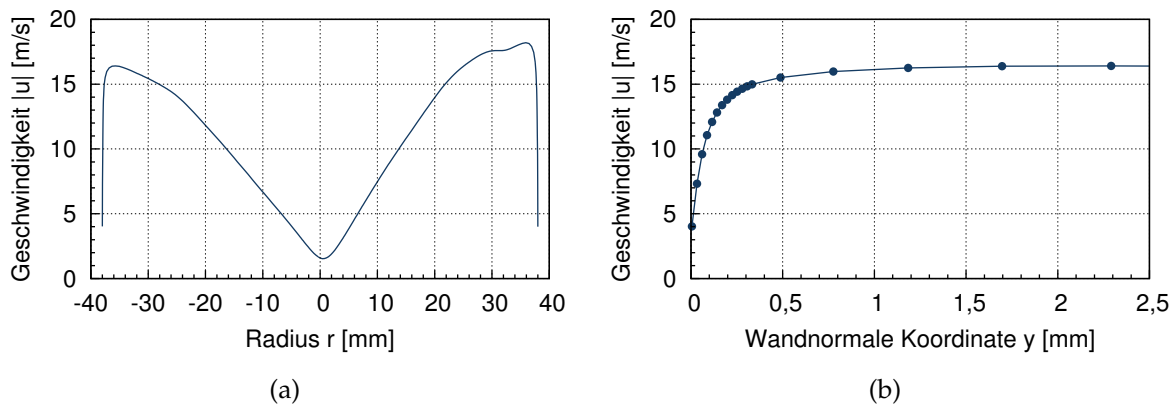
Der in Tabelle 3.1 berechnete  $c_f$ -Wert weicht von den experimentell bestimmten  $c_f$ -Werten für Plattengrenzschichten von Dean (1978) mit  $c_f \approx 0,0035$  (vgl. POPE [74], Abb. 7.10) deutlich ab. Ein möglicher Grund dafür ist die im Zylinder in „Laufrichtung“  $x$  konkav gekrümmte Oberfläche, was für Grenzschichtströmungen zu einem deutlichen Anstieg der Wandreibungskoeffizienten führt [74]. Die 99%-Definition der Grenzschichtdicke ergibt für die in Abbildung 3.1 dargestellten Simulationsdaten einen Wert von  $\delta \approx 1,184$  mm. Der über die Reynolds-Zahl berechnete Wert von 2,48 mm entspricht jedoch besser der hier vorgestellten Grenzschicht-Theorie. Ein Grund für die

Bezeichnung	Definiton	Wert der Motorströmung
Freiströmgeschwindigkeit	$u_\infty$	$u_\infty \approx 16,41 \text{ m/s}$
Grenzschichtdicke	$\bar{u}(y = \delta) = 0,98 u_\infty$	$\delta \approx 2,48 \text{ mm (s. oben)}$
Wandschubspannung	$\tau_w = \bar{\mu} \left( \frac{d\bar{u}}{dy} \right)_{y=0}$	$\tau_w \approx 2,35 \text{ kg/(ms}^2\text{)}$
Wandreibungskoeffizient	$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \bar{\rho} u_\infty^2}$	$c_f \approx 0,0078$
Wandschubspannungs- geschwindigkeit	$u_\tau = \left( \frac{\tau_w}{\bar{\rho}} \right)^{1/2}$	$u_\tau \approx 1,03 \text{ m/s}$
Wandeinheit	$l_\nu = \frac{\mu}{\rho u_\tau}$	$l_\nu \approx 0,0081 \text{ mm}$
Wandnormale Koordinate in Wandeinheiten	$y^+ = \frac{y}{l_\nu}$	
Mittlere Geschwindigkeit in Wandeinheiten	$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau}$	

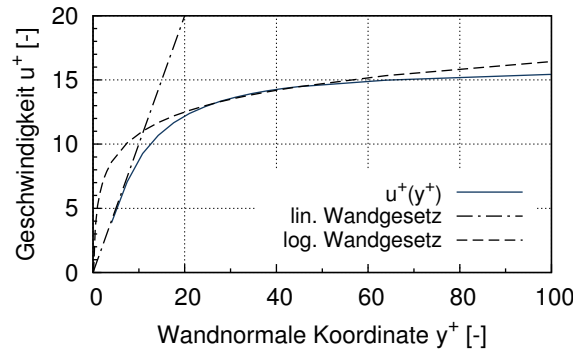
**Tabelle 3.1:** Definitionen der wandnahen Strömung und Abschätzungen für die Motorinnenströmung zum Zeitpunkt 641°KW (Mitte Kompressionsphase).

Abweichungen kann die deutlich gröber werdende Gitterweite (Symbole Abb. 3.1(b)) im Bereich  $y \approx \delta$  sein, mit der die geringe Geschwindigkeitsabweichung von 1% nicht ausreichend aufgelöst werden kann.

Mithilfe der in Tabelle 3.1 gegebenen Definitionen lässt sich die Wandschicht in verschiedene Bereiche unterteilen, die durch die in ihnen vorherrschenden Eigenschaften charakterisiert werden. Die verschiedenen Bereiche werden in Tabelle 3.2, die an die



**Abbildung 3.1:** (a) Geschwindigkeitsprofil der Drallströmung entlang einer horizontalen Linie zum Zeitpunkt 641°KW (Mitte Kompressionsphase); (b) Wandnahe Strömung mit wandnormaler Koordinate  $y = r + 38 \text{ mm}$ . (Daten aus RANS-Simulation).



**Abbildung 3.2:** Geschwindigkeitsprofil der Drallströmung in Wandeinheiten zum Zeitpunkt 641°KW (Mitte Kompressionsphase) zusammen mit den linearen und logarithmischen Wandgesetzen (Daten aus RANS-Simulation).

tabellarische Zusammenstellung aus [74] angelehnt ist, zusammengefasst. Zusätzlich werden die Grenzwerte für die in dieser Arbeit betrachtete Motorinnenströmung zum Zeitpunkt 641°KW angegeben. In der inneren Schicht wird die mittlere Geschwindigkeit nur durch die Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_\tau$  und den Wandabstand  $y^+$  bestimmt. In diesem Bereich gelten unabhängig von der äußeren Geschwindigkeit  $u_\infty$  und der Grenzschichtdicke  $\delta$  universelle Wandgesetze – in der viskosen Unterschicht das lineare Wandgesetz

$$u^+(y^+) = y^+ \quad (3.63)$$

und in der logarithmischen Schicht das logarithmische Wandgesetz

$$u^+(y^+) = \frac{1}{\kappa_k} \ln(y^+) + C_l \quad (3.64)$$

mit der von-Kármán-Konstante  $\kappa_k = 0,41$  und der Konstante  $C_l = 5,2$ . In Abbildung 3.2 ist die wandnahe Drallströmung  $u^+(y^+) = \bar{u}/u_\tau$  in Wandeinheiten zusammen mit den Wandgesetzen abgebildet und zeigt die Übereinstimmung des Geschwindigkeitsprofils  $u^+$  mit den universellen Wandgesetzen (3.63) und (3.64). Die bisher vorgestellten Wandgesetze gelten für hydraulisch glatte Wände. Für raue Wände gelten modifizierte Wandgesetze. In der hier durchgeführten Simulation wurden alle Wände als hydraulisch glatt angenommen, so dass auf die Diskussion der Wandbehandlung rauer Wände verzichtet wird (für Details siehe z.B. [28, 74]).

### 3.4.2 RANS-Wandmodellierung

Für RANS-Modelle, die auf dem  $k$ - $\omega$ -Modell basieren, wird eine automatische Wandbehandlung verwendet [5]. Dabei wird je nach Gitterauflösung zwischen einem Wandmodell basierend auf dem logarithmischen Wandgesetz (3.64) und expliziten Formulierungen umgeschaltet. Für das  $k$ - $\omega$ -Modell ist eine explizite Formulierung für die turbulente Frequenz  $\omega$  im Wandbereich unterhalb der logarithmischen Schicht möglich

$$\omega = \frac{6\nu}{C_\mu y^2} \quad (3.65)$$

Bereich	Grenzwerte	Eigenschaften
Innere Schicht	$\frac{y}{\delta} < 0,1$ ( $y^+ < 30,62$ ) ( $y < 0,25$ mm)	$\bar{u}$ bestimmt durch $u_\tau$ und $y^+$ unabhängig von $u_\infty$ und $\delta$ ( $\rightarrow$ Wandgesetze)
Viskose Unterschicht	$y^+ < 5$ ( $y < 0,04$ mm)	Turbulente Viskosität vernachlässigbar
Viskoser Wandbereich	$y^+ < 50$ ( $y < 0,40$ mm)	Signifikanter Anteil der (molekularen) Viskosität an den Schubspannungen
Pufferschicht	$5 < y^+ < 30$ ( $0,04 < y < 0,24$ mm)	Bereich zwischen viskoser Unterschicht und logarithmischer Schicht
Logarithmische Schicht	$y^+ > 30, \frac{y}{\delta} < 0,3$ ( $30 < y^+ < 91,85$ ) ( $0,24 < y < 0,74$ mm)	Geltungsbereich des logarithmischen Wandgesetzes
Überlappungsbereich	$y^+ > 50, \frac{y}{\delta} < 0,1$ (—)	Überlappungsbereich zwischen innerer und äußerer Schicht für sehr große Reynoldszahlen
Äußere Schicht	$y^+ > 50$ ( $y > 0,40$ mm)	Direkter Einfluss der molekularen Viskosität auf $\bar{u}$ vernachlässigbar

**Tabelle 3.2:** Wandschichtbereiche und ihre Eigenschaften. Die in Klammern angegebenen Grenzwerte sind Abschätzungen für die Motorinnenströmung zum Zeitpunkt 641°KW, Mitte Kompressionsphase (Daten aus RANS-Simulation).

Somit sind dort keine Dämpfungsfunktionen notwendig und die Einschränkung, dass kein Knoten unterhalb der logarithmischen Schicht liegen darf, muss nicht eingehalten werden (das wäre der Fall für  $k$ - $\varepsilon$ -Modelle). Somit ist die Wandmodellierung für das  $k$ - $\omega$ -Modell unabhängig von der Grenzschichtauflösung und gilt auch für sehr fein aufgelöste Randschichten. Für Details wird auf [5] verwiesen. Dort werden auch folgende Empfehlungen und Abschätzungen für das zu verwendende Rechengitter gegeben

$$\Delta y = x \sqrt{74} Re_x^{-\frac{13}{14}} y^+ \quad (3.66)$$

$$\delta = 0,035 x Re_x^{-\frac{1}{7}}. \quad (3.67)$$

Für die ersten Knoten der Wandschicht kann die Gitterweite  $\Delta y$  für vorgegebene  $y^+$ -Werte und Lauflänge  $x$  über die Abschätzung (3.66) bestimmt werden. Die Herleitung dieser Abschätzung basiert auf den oben vorgestellten Plattengrenzschicht-Definitionen

und liefert mit  $\Delta y \approx 0,05$  mm (3.66) und  $\Delta y \approx 0,04$  mm (Tab. 3.2) für  $y^+ = 5$  ähnliche Werte. Die Grenzschichtdicke wird in [5] über (3.67) abgeschätzt und entspricht mit  $\delta \approx 2,44$  mm sehr gut dem in Tabelle 3.1 abgeschätzten Wert von  $\delta \approx 2,48$  mm. Die Grenzschicht sollte mit 10–15 Knoten aufgelöst werden. Abbildung 3.1(b) zeigt, dass das hier verwendete Gitter diese Kriterien erfüllt und ausreichend viele Knoten innerhalb der Wandschicht liegen.

### 3.4.3 Wandbehandlung in LES

#### Wandauflösende LES

In Abhängigkeit von der Grenzschichtauflösung werden unterschiedliche LES-Varianten definiert. Für eine wandauflösende LES (engl. Wall-Resolving LES, WR-LES) muss die viskose Unterschicht aufgelöst werden, da in Wandbereichen die aufzulösenden energietragenden Wirbelstrukturen mit  $l_\nu$  skalieren. Für eine WR-LES müssen die SGS-Modelle das richtige Skalierungsverhalten in der Grenzschicht liefern. Wie in Abschnitt 3.2.3 diskutiert, muss beispielsweise für das Smagorinsky-SGS-Modell eine zusätzliche Van-Driest-Dämpfungsfunktion verwendet werden, wohingegen das WALE-SGS-Modell bereits die richtige Skalierung  $\mathcal{O}(y^3)$  liefert. Der Diskretisierungsbedarf einer WR-LES entspricht in der Grenzschicht der einer direkten numerischen Simulation (DNS) und ist damit insbesondere für hohe Reynolds-Zahlen so gut wie nicht umsetzbar.

#### LES mit Wandmodellierung

Für eine LES mit Wandmodellierung (engl. Wall-Modelled LES, WM-LES) kann der erste Knotenpunkt außerhalb der viskosen Unterschicht liegen. Der Einfluss der viskosen Unterschicht wird dabei über Wandmodelle modelliert. Der Diskretisierungsbedarf in wandnormale Richtung  $y$  entspricht bei einer WM-LES in der Grenzschicht einer RANS-Simulation mit Wandmodellierung. Zusätzlich müssen die wandtangentialen Richtungen  $x$  und  $z$  ausreichend aufgelöst werden, da im Gegensatz zu dem klar definierten Grenzschichtprofil  $\langle u \rangle(y)$  der mittleren Strömung die Wirbelbewegungen der gefilterten Strömungen  $\bar{u}(x, y, z)$  in alle Richtungen ausgeprägt sind. Ist das verwendete Wandmodell ein algebraisches Wandgesetz wie das logarithmische Wandgesetz (3.64), dann handelt es sich um eine LES mit Wandfunktion (engl. Wall-Function LES, WF-LES). Der Unterschied zu den RANS-Wandgesetzen ist, dass nicht die Mittelwerte, sondern die gefilterten Werte modelliert werden müssen. Die Detached Eddy Simulation ist eine WM-LES, wobei das SST-RANS-Modell als Wandmodell verwendet wird.

#### LES Grenzschichtauflösung

In [28] sind Empfehlungen für die Wandschichtauflösung von WR- und WF-LES aus mehreren Literaturquellen zusammengetragen. In Tabelle 3.3 sind hier auszugsweise die Empfehlungen von FRÖHLICH [28] und PIOMELLI ET AL. [71] zusammen mit den

daraus resultierenden Werten für den Beispielzeitpunkt 641°KW der hier untersuchten Motorinnenströmung angegeben. Für die hier durchgeführte Motorströmungssimulation erfüllt die Auflösung in wandnormale Richtung in weiten Teilen die in [28] für eine WR-LES geforderte Bedingung von  $\Delta y^+ = 2$ . Allerdings liegt die Auflösung der wandtangentialen Richtungen mit  $\Delta x \approx \Delta z \approx 1 \dots 2$  mm in den von PIOMELLI ET AL. [71] für eine WF-LES geforderten Bereichen, so dass die Verwendung einer Feinstruktur-Wandfunktion notwendig ist.

Die Wandmodellierung ist insbesondere für LES-Rechnungen, in denen Grenzschichtablösungen entlang einer glatten Wand berechnet werden sollen, wichtig. Ist der Ablösepunkt durch scharfkantige Geometrien vorgegeben, ist der Einfluss des Wandmodells geringer. Der hier untersuchte 2V-Motor hat vorwiegend scharfkantige Ablösepunkte, so dass der hier verwendete Ansatz der WF-LES zusammen mit den RANS-Wandgesetzen (automatische Wandfunktion für  $k$ - $\omega$ -basierte Modelle) gerechtfertigt ist.

Methode	$\Delta x$	$\Delta y$	$\Delta z$
WR-LES [28]	$\Delta x^+ = 50$ ( $\Delta x^+ \approx 0,40$ mm)	$\Delta y^+ = 2$ ( $\Delta y^+ \approx 0,016$ mm)	$\Delta z^+ = 15$ ( $\Delta z^+ \approx 0,12$ mm)
WF-LES [28]	$\Delta x < 0,2\delta$ ( $\Delta x \lesssim 0,50$ mm)	$\Delta y < 0,2\delta$ ( $\Delta y \lesssim 0,50$ mm)	$\Delta z \approx \Delta y$
WF-LES [71]	$\Delta x^+ = 100 \dots 600$ ( $0,81 \dots 4,81$ mm)	$\Delta y^+ = 30 \dots 150$ ( $0,24 \dots 1,22$ mm)	$\Delta z^+ = 100 \dots 300$ ( $0,81 \dots 2,43$ mm)

**Tabelle 3.3:** Empfehlungen für die LES-Grenzschichtauflösung nach [28, 71]. Die in Klammern angegebenen Grenzwerte sind Abschätzungen für die Motorinnenströmung zum Zeitpunkt 641°KW, Mitte Kompressionsphase (Daten aus RANS-Simulation).

## 3.5 Numerische Methoden in ANSYS CFX

In den vorhergehenden Abschnitten wurden die Erhaltungsgleichungen kompressibler Strömungen und verschiedene Modellierungsansätze detailliert dargestellt. Diese Gleichungen und Ansätze bilden die Grundlage für die Auswertung und Bewertung der durchgeführten Simulationen.

Die in diesem Abschnitt vorgestellten numerischen Methoden, die in ANSYS CFX 13.0 zur Verfügung stehen, sind die „Werkzeuge“, mit denen die Modellgleichungen bestmöglich, d.h. mit den geringsten Fehlern bei ausreichender Stabilität gelöst werden sollen. Diese werden kurz und in ihren prinzipiellen Eigenschaften basierend auf dem ANSYS CFX Solver Theory Guide [5] diskutiert. Für eine ausführliche Darstellung der Methoden wird auf [5] und die darin enthaltenen Literaturreferenzen verwiesen.

## Finite Volumen Methode

In ANSYS CFX wird eine elementbasierte Finite-Volumen-Methode (FVM) verwendet, bei der die Lösungsvariablen in den Elementknotenpunkten des Rechengitters gespeichert sind. Ein dreidimensionales unstrukturiertes Gitter kann dabei aus Tetraeder-, Pyramiden-, Prismen- und Hexaederelementen bestehen. In dieser Arbeit wurde ein reines Hexaederelement-Gitter (s. Abschnitt 4.3) verwendet. Die finiten Kontrollvolumen entsprechen den unregelmäßig geformten Polyederelementen eines dualen Gitters, das aus den Kanten-, Seitenflächen- und Elementmittelpunkten gebildet wird. In Abbildung 3.3(a) ist ein duales Kontrollvolumen für ein zweidimensionales Viereckselementgitter skizziert. Die zu lösenden Erhaltungsgleichungen werden über jedes dieser Kontrollvolumen  $V$  integriert. Unter Nutzung des Gaußschen Satzes werden die Volumen- in Oberflächenintegrale über die Flächen  $S$  mit den Flächennormalen  $\mathbf{n}$  transformiert, um erste Ableitungen zu eliminieren. Am Beispiel der Impulserhaltungsgleichungen für inkompressible Strömungen lautet dies:

$$\begin{aligned} \text{Impulserhaltungsgleichungen} \quad & \partial_t u_i + \partial_{x_j}(u_j u_i) + \partial_{x_i} p = \nu \partial_{x_j}^2 u_i \\ \text{Integration über } V, \text{ Gauß} \quad & \partial_t \int_V u_i \, dV + \int_S u_j u_i \, d\mathbf{n} + \int_S p \, d\mathbf{n} = \nu \int_S \partial_{x_j} u_i \, d\mathbf{n} \end{aligned}$$

Mit den Ansatzfunktionen  $N_n(\mathbf{s})$  (s. Anhang (A.6) für Hexaederelemente) vereinfacht sich die Integration und Differentiation, da diese nicht auf dem allgemeinen Hexaederelement sondern für die Ansatzfunktionen auf dem Standardelement (Abb. 3.3(a)) durchgeführt werden.

$$\begin{aligned} \text{Ansatzfunktionen } N_n(\mathbf{s}) \quad & \phi(\mathbf{x}(\mathbf{s})) = \sum_{n=1}^N N_n(\mathbf{s}) \phi_n \\ \text{z.B. für } p \text{ im Punkt } \mathbf{x}_{ip} \quad & p(\mathbf{x}_{ip}(\mathbf{s})) = \sum_{n=1}^N N_n(\mathbf{s}_{ip}) p_n \\ \text{oder räumliche Ableitungen} \quad & \partial_{x_j} u_j(\mathbf{x}(\mathbf{s}))|_{\mathbf{x}_{ip}} = \sum_{n=1}^N \partial_x N_n(\mathbf{s})|_{ip} u_{j,n} \end{aligned}$$

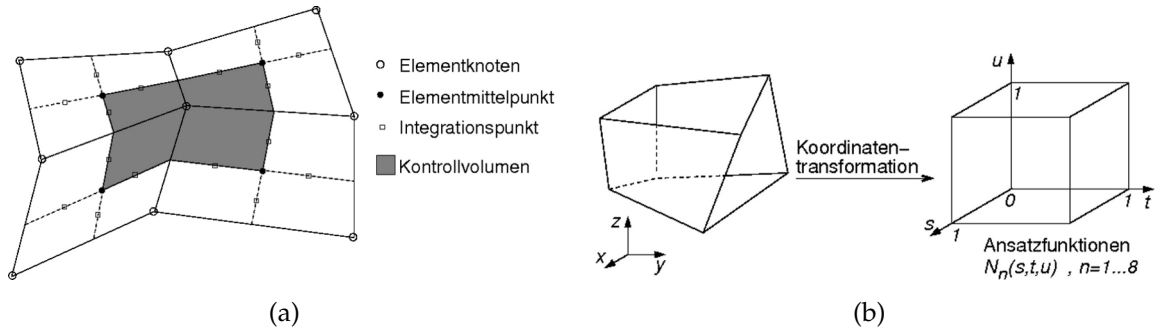
Die Volumen- und Oberflächenintegrale werden über Quadraturformeln in den Integrationspunkten  $\mathbf{x}_{ip}$  und die räumlichen Ableitungen  $\partial_{x_j}$  über verschiedene Differenzenverfahren diskretisiert. Für eine tiefgehende Erläuterung der Finite-Volumen-Methode wird z.B. auf [41] verwiesen.

## Räumliche Diskretisierung

Für die Diskretisierung der konvektiven Terme der Erhaltungsgleichungen stehen Verfahren von erster bis zweiter Ordnung zur Verfügung. Das Aufwind-Verfahren erster Ordnung (*1st Order Upwind Differencing Scheme*) stellt bei Wahl des Faktors  $\beta=0$  einen Spezialfall des allgemeineren Diskretisierungsverfahrens

$$\phi_{ip} = \phi_{up} + \beta \nabla \phi \cdot \mathbf{r} \quad (3.68)$$





**Abbildung 3.3:** (a) Definitionen des dualen finiten Kontrollvolumens illustriert an einem 2D-Vierecksgitter; (b) Koordinatentransformation von einem unregelmäßig geformten 3D-Hexaederelement auf den Einheitswürfel.

dar. Dabei ist  $\phi_{up}$  der Wert in dem in Aufwind-Richtung gelegenen Knotenpunkt  $\mathbf{x}_{up}$  und  $\mathbf{r}$  der Richtungsvektor von  $\mathbf{x}_{up}$  nach  $\mathbf{x}_{ip}$ . Um die numerische Stabilität der RANS-Simulation sicherzustellen, werden die Turbulenzmodellgleichungen (Abschnitt 2.3.1) mit dem Aufwind-Verfahren diskretisiert. Das **High Resolution Verfahren** wird in der RANS-Simulation für die restlichen Terme verwendet. Bei diesem Verfahren wird im Laufe der Rechnung für jeden Knoten anhand eines nicht-linearen Ansatzes der Blendfaktor  $\beta$  in Gleichung (3.68) so bestimmt, dass bei gleichzeitiger Stabilität der Wert von  $\beta$  möglichst nahe an 1 und damit das Verfahren zweiter Ordnung ist.

Das Zentrale-Differenzen-Verfahren (**Central Difference Scheme**, CDS) kann u.a. über die tri-linearen Ansatzfunktionen  $N_n(\mathbf{s})$  mit den Werten  $\phi_n$  in den Elementknotenpunkten  $\mathbf{x}_n$  notiert werden

$$\phi_{ip} = \sum_{n=1}^N N_n(\mathbf{s}_{ip}) \phi_n . \quad (3.69)$$

Das Verfahren ist (konstant) zweiter Ordnung, und besitzt damit weniger numerische Diffusion als ein Verfahren erster Ordnung. Diese Eigenschaft ist insbesondere für die Large Eddy Simulation (s. Abschnitt 3.2.2) wichtig und wurde u.a. für das in ANSYS CFX implementierte CDS in [82] untersucht. Das beschränkte Zentrale-Differenzen-Verfahren (**Bounded CDS**, BCD) verwendet ein Beschränkungskriterium, um unphysikalische Oszillationen der Lösung zu vermeiden. In Bereichen, in denen das Kriterium aktiv ist, wird die Ordnung des Verfahrens lokal herabgesetzt. Das BCD ist das Verfahren der Wahl für die in dieser Arbeit durchgeführte LES (s. Abschnitt 4.6).

In ANSYS CFX werden alle Transportgleichungen mit dem selben Gitter, d.h. Kontrollvolumen, diskretisiert. Aus diesem Grund ist eine spezielle Diskretisierung der Massenströme  $\dot{m}_{ip}$  in den Integrationspunkten auf der Kontrollvolumenoberfläche notwendig, um eine Entkoppelung des Geschwindigkeits- und Druckfeldes zu vermeiden [28]. Die Massenstromterme kompressibler Strömungen als Produkt von Dichte  $\rho$  und Geschwindigkeit  $\mathbf{u}$  und die Dichte selbst werden für die Diskretisierung (quasi)-linearisiert.

## Zeitliche Diskretisierung

In ANSYS CFX stehen die impliziten Euler-Verfahren<sup>10</sup> erster und zweiter Ordnung zur Verfügung, die eine robuste und konservative Diskretisierung ohne Einschränkungen der Zeitschrittweite  $\Delta t$  (im Gegensatz zu expliziten Verfahren<sup>11</sup>) erlauben. Das implizite Euler-Verfahren erster Ordnung (*First Order Backward Euler Scheme*) lautet für den aktuellen Zeitschritt  $n$

$$(\partial_t \phi)^n \approx \frac{1}{\Delta t} (\phi^n - \phi^{n-1}) . \quad (3.70)$$

Für die Large Eddy Simulation wird eine räumliche Diskretisierung zweiter Ordnung verwendet. Um diese in der Zeit beizubehalten, wird das implizite Euler-Verfahren zweiter Ordnung (*Second Order Backward Euler Scheme*) verwendet

$$(\partial_t \phi)^n \approx \frac{1}{\Delta t} \left( \frac{3}{2} \phi^n - 2\phi^{n-1} + \frac{1}{2} \phi^{n-2} \right) , \quad (3.71)$$

das auf die Werte der zwei vorangegangenen Zeitschritte  $n-1$  und  $n-2$  zurückgreift.

## Zeitlich abhängige Gitterverzerrung

Bei sich zeitlich deformierenden Kontrollvolumen, wie es in der hier untersuchten Motorströmungssimulation aufgrund der bewegten Ventile und Kolben der Fall ist, müssen die über ein Kontrollvolumen integrierten semi-diskreten Erhaltungsgleichungen auf Grundlage der Leibniz-Regel entsprechend modifiziert werden [5]. Die von der Zeit abhängige räumliche Verschiebung der Elementknoten kann vorab explizit vorgegeben werden oder im Laufe der Simulation über eine Gitterdiffusionsgleichung berechnet werden (siehe Abschnitt 4.3.3).

## Löser und Lösungsstrategie

Die Diskretisierung der zu lösenden Gleichungen führt auf ein gekoppeltes lineares Gleichungssystem

$$\mathbf{A} \phi = \mathbf{b} \quad (3.72)$$

mit der Koeffizientenmatrix  $\mathbf{A}$ , dem Lösungsvektor  $\phi$  und der rechten Seite  $\mathbf{b}$ . Über die Verwendung einer gemeinsamen Matrix werden alle Gleichungen mit dem selben Lösungsalgorithmus behandelt. Die in kompressiblen Strömungen stark gekoppelten Geschwindigkeits- und Druckfelder werden in dem in ANSYS CFX implementierten Löser über die Matrixkomponenten gleichzeitig gelöst:

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} a_{uu} & a_{uv} & a_{uw} & a_{up} \\ a_{vu} & a_{vv} & a_{vw} & a_{vp} \\ a_{wu} & a_{wv} & a_{ww} & a_{wp} \\ a_{pu} & a_{pv} & a_{pw} & a_{pp} \end{bmatrix} , \quad \phi = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix} , \quad \mathbf{b} = \begin{bmatrix} b_u \\ b_v \\ b_w \\ b_p \end{bmatrix} . \quad (3.73)$$

<sup>10</sup> Auch Backward Differentiation Formulas (BDF).

<sup>11</sup> Es gibt keine Einschränkungen, die für die Stabilität des Zeitdiskretisierungsverfahrens notwendig sind. Im Rahmen der Large Eddy Simulation muss die Zeitschrittweite jedoch die LES-CFL-Bedingung erfüllen (s. Abschnitt 4.5.1).

Als iterativer Löser wird eine unvollständige LU-Zerlegung verwendet. Die iterative Gleichungslösung kann im Prinzip wie folgt dargestellt werden

$$\text{Residuum } \mathbf{r}^n = \mathbf{b} - \mathbf{A}\phi^n, \quad \mathbf{A}\phi' = \mathbf{r}^n, \quad \phi^{n+1} = \phi^n + \phi', \quad (3.74)$$

wobei die Iteration  $n \rightarrow n + 1$  so lange durchgeführt wird, bis ein über das Residuum  $r^n$  definiertes Konvergenzkriterium erreicht ist. Die Konvergenz dieses Verfahrens wird über ein algebraisches Mehrgitterverfahren beschleunigt, bei dem die iterative Lösung auf einer Folge von unterschiedlich groben (virtuellen) Gittern berechnet wird. Auf eine ausführliche Darstellung der beiden Methoden wird hier verzichtet und auf [5, 41] verwiesen.

In Abbildung 3.4 ist der prinzipielle Lösungsablauf für eine kompressible Strömung, wie sie in dieser Arbeit untersucht wird, mit den beiden Hauptschleifen Zeitschritt (*Time Step Loop*) und Gleichungslösungsiteration (*Coefficient Loop*) dargestellt. Der Ablauf einer zyklisch strukturierten Rechnung mit mehreren Konfigurationen und Neuvernetzung des bewegten Gitters, wie es für die Motorströmungssimulation notwendig ist, wird in den Abschnitten 4.3 und 4.5 detailliert beschrieben.

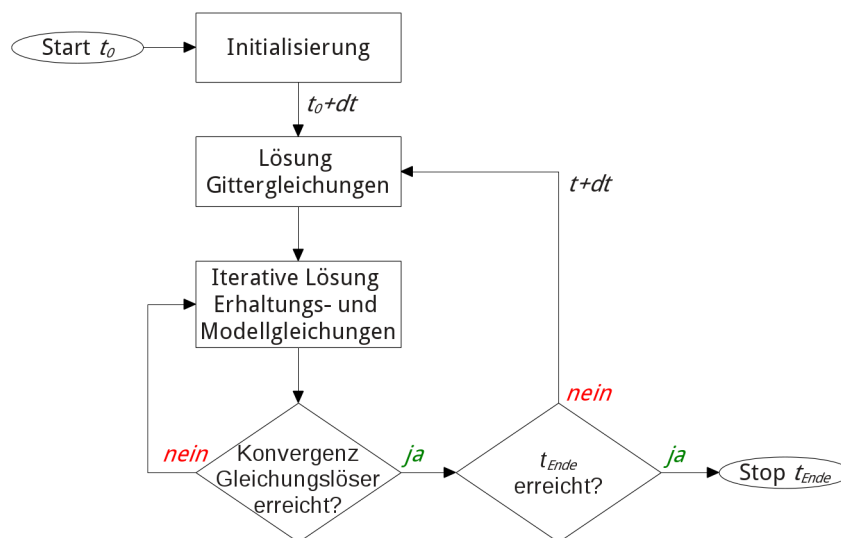


Abbildung 3.4: Ablauf der Lösung in ANSYS CFX.



# Kapitel 4

## Vorarbeiten und Konfiguration der Simulation

In diesem Abschnitt wird die Vorbereitung und die Konfiguration der Motorinnenströmungssimulation vorgestellt. Der Aufbau des Kapitels entspricht dabei dem praktischen Vorgehen – von der Geometrie und Vernetzung, über die Bestimmung der Randbedingungen bis hin zu den Spezifikationen der durchgeführten Rechnungen.

### 4.1 Geometrie und Hubkurven

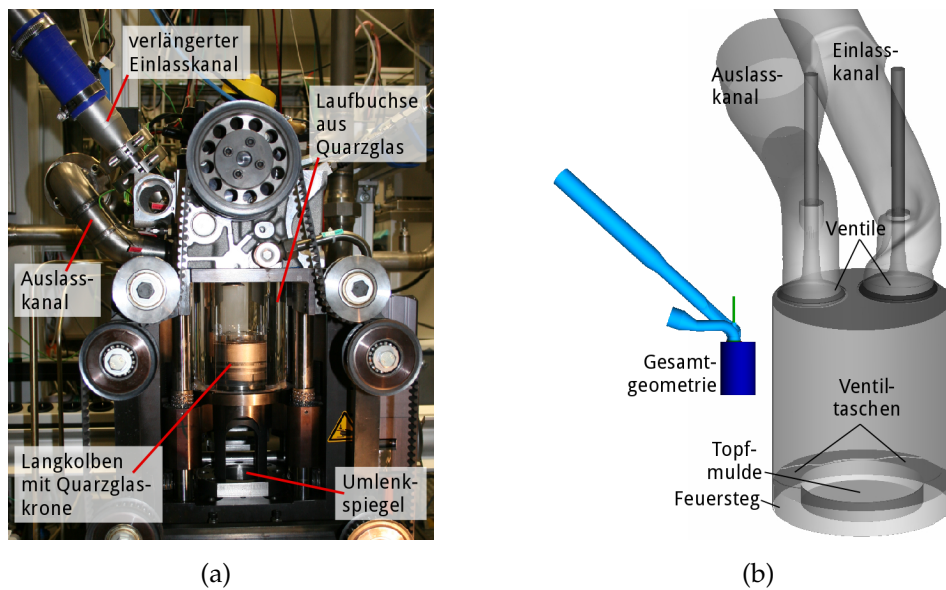
#### 4.1.1 Abstimmung mit der Prüfstandsgeometrie

Die Geometrie für die Simulation entspricht der tatsächlichen Prüfstandsgeometrie. Die Details wurden dabei aus den Prüfstands-CAD-Daten entnommen oder, wie beispielsweise für die komplexen Kanalgeometrien notwendig, über Oberflächenmessungen mit anschließender Flächenrückführung bestimmt. Dabei wurde auf eine Genauigkeit der Geometriebestimmung von  $\approx \frac{1}{100}$  mm als Qualitätskriterium geachtet. Diese genaue Abstimmung von Simulation und Experiment ist bereits für die Geometrie notwendig, um später die Vergleichbarkeit der Simulations- mit den experimentell gewonnenen Daten zu gewährleisten und eine Validierung der numerischen Ergebnisse zu ermöglichen.

Der Prüfstandsmotor ist ein optisch zugänglicher Einzylinder-Dieselmotor, dessen Aufbau im Detail in [68] erläutert wird. Die Motordaten sind in Tabelle 4.1 angegeben. In Abbildung 4.1 sind die Modifikationen, die speziell für die experimentellen PIV-Untersuchungen notwendig sind, dargestellt. Der verlängerte Einlasskanal ist für die PIV-Partikelzufuhr erforderlich. Dieser bietet auch in der Simulation den Vorteil, dass bei Vorgabe eines Blockprofils am Einlassrand eine ausreichend lange Strecke für die Ausbildung eines realistischen Geschwindigkeitsprofils vorhanden ist. Die Kolbenkronen ist für die optische Zugänglichkeit aus synthetischem Quarzglas gefertigt und in einen Trägerkolben eingeklebt. Daraus resultiert der deutlich höhere Feuersteg. Die Omega-Mulde wurde für die optische Zugänglichkeit durch eine Topfmulde mit glei-

Geometriewert	Symbol	Größe
Quetschspalthöhe	$h_q$	0,80 mm
Bohrungsdurchmesser	$d_B$	76,00 mm
Kurbelwellenradius	$a$	40,25 mm
Pleuellänge	$l_p$	158,00 mm
Hub	$2a$	80,50 mm
Hubvolumen	$V_H$	$3,652 \cdot 10^5 \text{ mm}^3$
Brennraumvolumen im ZOT	$V_{OT}$	$2,608 \cdot 10^4 \text{ mm}^3$
Kompressionsverhältnis	$\epsilon = (V_{OT} + V_H)/V_{OT}$	15,00
Topfmulde (Höhe×Durchmesser)	$d_m \times h_m$	52,40 mm×8,45 mm
Ventildurchmesser (Einlass   Auslass)		33,50 mm   29,00 mm
Einlasskanal (Länge×Durchmesser (Verlängerung))		≈50 cm×32 (44) mm
Auslasskanal (Länge×Durchmesser)		≈15 cm×23,80 mm

**Tabelle 4.1:** Geometriedaten des optisch zugänglichen Einzylinder-Zweiventil-Dieselmotors.



**Abbildung 4.1:** (a) Prüfstandsgeometrie (vgl. PIV-Prinzipskizze, Abb. 5.2); (b) Simulationsgeometrie.

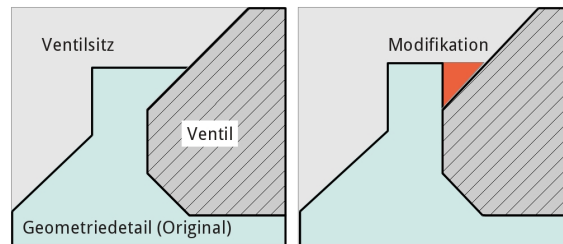
chem Kompressionsverhältnis ersetzt.

## 4.1.2 Notwendige Modifikationen von Geometriedetails

### Ventilsitz und Ventiltaschen

Einige Details der Ausgangssimulationsgeometrie mussten angepasst werden, um die Vernetzung mit Hexaederelementen zu ermöglichen. So wurde der Ventilsitz bei ge-

geschlossenen Ventilen modifiziert, indem ein Hinterschnitt weggelassen wurde (Abb. 4.2). Außerdem wurden die spitzen Winkel der am Kolbenrand auslaufenden Ventiltaschen verbessert. Diese Änderungen haben einen vernachlässigbaren Einfluss auf das Gesamtvolumen ( $\approx 0,5\%$ ) und damit auf das Kompressionsverhältnis  $\epsilon$ . Im Gegensatz dazu ist die Veränderung des Feuerstegs, die ebenfalls für die Gitterqualität erforderlich war, für das Kompressionsverhältnis nicht vernachlässigbar. Diese Anpassung wird im nächsten Abschnitt beschrieben.



**Abbildung 4.2:** Für die Vernetzung notwendige geometrische Modifikation am Ventilsitz (schematische Darstellung): vertikaler Querschnitt durch das geschlossene Ventil und den Ventilsitz, links: Original, rechts: Modifikation.

### Verkürzter Feuersteg mit $\epsilon$ -Ausgleich über Quetschspalthöhendifferenz

Der Feuersteg der Originalgeometrie ist durch die nach unten auf den Trägerkolben versetzten Kolbenringe sehr lang und schmal mit einem Absatz am Wechsel von Metall-Trägerkolben zum Quarzglaskolben (Höhe  $\times$  Breite: 23,5 mm  $\times$  0,2 mm im unteren Metallbereich und 11,3 mm  $\times$  0,3 mm im oberen Glasbereich). Diese schmale Geometrie erfordert in radialer Richtung eine sehr geringe Gitterweite. Um sehr schlechte Elementseitenverhältnisse (Aspect Ratio) zu vermeiden, ist auch in tangentialer und vertikaler Richtung eine sehr feine Auflösung notwendig. Die für den Feuersteg notwendige Elementanzahl entspräche damit nahezu der Hälfte der gesamten Elemente des restlichen Brennraums und ist damit unverhältnismäßig hoch. Aus diesem Grund wird in vielen Motorinnenströmungssimulationen der Feuersteg vollständig weggelassen, z.B. [24, 36, 43]. Das ist hier jedoch nicht möglich, da über den Feuersteg der gegenüber einem Emissionsmotor erhöhte Blowby-Massenstrom des untersuchten Transparentmotors in der Simulation mitbetrachtet werden muss. Aus diesem Grund wurde hier ein Kompromiss gewählt und der Feuersteg um 23,5 mm, entsprechend dem Bereich entlang des metallenen Trägerkolbens, gekürzt. Die dadurch entstehende Volumen- und Kompressionsverhältnisänderung wurde durch einen erhöhten Quetschspalt ausgeglichen. Das Kompressionsverhältnis  $\epsilon$  ist

$$\epsilon = (V_{OT} + V_H)/V_{OT} = 15 \quad (4.1)$$

mit dem Hubvolumen  $V_H$  und dem minimalen Brennraumvolumen  $V_{OT}$ , das bei Kolbenposition im oberen Totpunkt zum Zündzeitpunkt (ZOT) gegeben ist. Um das Kompressionsverhältnis beizubehalten wird die Quetschspalthöhe so angepasst, dass das

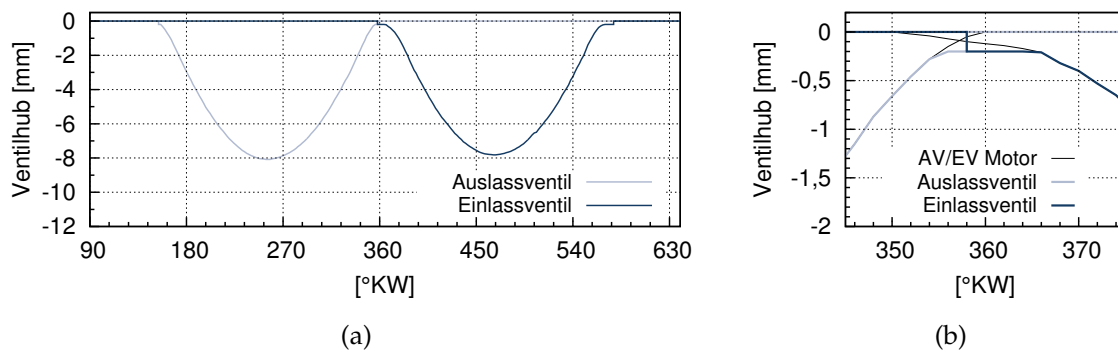
Volumen durch die Quetschspalthöhendifferenz  $V_{\Delta}$  gleich dem weggefallenen Feuerstegvolumen  $V_{-}$  ist, und damit das Volumen  $V_{OT}$  konstant bleibt

$$V_{\Delta} \stackrel{!}{=} V_{-} = 1,119 \cdot 10^3 \text{ mm}^3 \quad \rightarrow \quad \tilde{h}_q = h_q + h_{\Delta} = 1,05 \text{ mm} . \quad (4.2)$$

Testrechnungen an einer anderen Motorgeometrie mit bereits vorhandenem Setup haben gezeigt, dass eine Änderung der Quetschspalthöhe in dieser Größenordnung einen vernachlässigbaren Einfluss auf das sich ausbildende Geschwindigkeitsprofil der Quetschspaltströmung hat (persönliche Kommunikation [18]).

### 4.1.3 Ventilhubkurven

Die Ventilhubkurven des Prüfstandsmotors stehen aus einer taktilen Messung zur Verfügung. Die Maximalhübe betragen 8,1 mm und 7,8 mm für das Auslass- bzw. Einlassventil (Abb. 4.3(a)). Die sehr flach auslaufenden Flanken der Ventilhubkurven führen zu sehr kleinen Ventilspalten, in denen sehr hohe Geschwindigkeiten auftreten. Diese erfordern eine sehr feine Auflösung der Spalte in der Simulation. Als Kompromiss zwischen Elementanzahl und numerischer Stabilität wird ein minimaler Ventilhub vorgegeben, für den eine ausreichend feine Auflösung dieser Spalte möglich ist. In den für diese Arbeit durchgeführten Rechnungen beträgt der minimale Ventilhub 0,2 mm. Die Hubkurven werden in den Flanken so modifiziert, dass die integralen Werte unterhalb der Hubkurven gleich gestellt sind, so dass ein annähernd gleicher Massenstrom über die Ventile bei kleinen Ventilhuben für Experiment und Simulation gegeben ist. Zusätzlich ist der Ventilüberschnitt des Prüfstandsmotors minimal, so dass er in der Simulation vernachlässigt werden kann und die Hubkurven ventilüberschnittsfrei definiert werden können (Abb. 4.3(b)). Mit diesen Ventilhubkurven besteht die Simulation aus insgesamt drei Phasen: *Auslass*, *Einlass* und *Ventile geschlossen*. Die dazugehörigen Steuerzeiten für ein Arbeitsspiel (ASP) sind in Tabelle 4.2 angegeben.



**Abbildung 4.3:** (a) Ventilhubkurven; (b) Modifikation der Ventilhubkurven für die Simulation im Vergleich zu den Motorventilhubkurven zum Zeitpunkt LWOT.



Phase	Zeitpunkt	Phase	Zeitpunkt
Beginn Arbeitsspiel	154°KW	UT Einlassphase	540°KW
= Auslassventil öffnet (AVö)		Einlassventil schließt (EVs)	578°KW
Auslassventil schließt (AVs)	358°KW	Zünd-OT (ZOT)	720°KW
= Einlassventil öffnet (EVö)		Ende Arbeitsspiel (AVö)	874°KW
Ladungswechsel-OT (LWOT)	360°KW		

Tabelle 4.2: Steuerzeiten des 2V-Motors innerhalb eines Arbeitsspiels (Simulation).

#### 4.1.4 Statische und dynamische Kolbenhubkurve

##### Statische Kolbenhubkurve

Die statische Kolbenhubkurve lässt sich aus dem Kurbelwellenradius  $a$  und der Pleuelänge  $l_p$  (Tabelle 4.1) in Abhängigkeit vom Kurbelwinkelgrad  $\theta$  berechnen [48]

$$s_s(\theta) = a \cos(\theta) + \sqrt{l_p^2 - a^2 \sin^2(\theta)} - (l_p - a) . \quad (4.3)$$

Dabei ist  $s_s(\theta=180^\circ\text{KW})=0$  mm im unteren Totpunkt (UT) und  $s_s(\theta=360^\circ\text{KW})=80,5$  mm im oberen Totpunkt (OT). Erste RANS-Rechnungen ergaben im Vergleich zum Experiment einen zu hohen Kompressionsenddruck. In numerischen Studien (Abschnitt 4.2.5) wurden die Ursachen dieser Abweichung identifiziert, u.a. die Verwendung der statischen Kolbenhubkurve, da diese die Stauchung des Langkolbens nicht berücksichtigt. Diese Stauchung ist für den optisch zugänglichen Motor im Gegensatz zu einem thermodynamischen Motor nicht vernachlässigbar. Die Herleitung einer dynamischen Kolbenhubkurve, die diesen Effekt abbildet, wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

##### Bestimmung der maximalen Stauchung im ZOT

Ein Großteil der Stauchung entsteht in der Klebefläche zwischen Quarzglaskolbenkronen und Metall-Trägerkolben. Diese wurde in einer Druckprobe, die der Belastung im ZOT von 40 bar entsprach, auf  $\approx 0,2$  mm bestimmt. Um die optische Zugänglichkeit von unten in den Brennraum zu ermöglichen sitzt der Trägerkolben auf einem Hohlkolben. Eine FEM-Berechnung des Hohlkolbens mit Kolbenbolzen und Pleuelstange unter Maximalbelastung zum Zeitpunkt ZOT ergab eine Stauchung von 0,08 mm. Zusätzlich wird die Stauchung weiterer Motorkomponenten, z.B. der Kurbelwelle, mit den Abschätzungen aus [7] bei einem Kompressionsenddruck von 40 bar von 0,02 mm angenommen. Zusammen ergibt das eine maximale Stauchungslänge von  $\Delta s=0,3$  mm. In einer anderen Arbeit [51] werden neben den Druckkräften zusätzlich die Trägheitskräfte, die der Stauchung entgegengesetzt wirken, betrachtet. Dort wird für einen optischen Dieselmotor mit 1200 U/min bei 40 bar Spitzendruck eine maximale Stauchung von  $\approx 0,2$  mm angegeben. Für den dort untersuchten Transparentmotor wurde ein anderer Kolbenkronenaufbau verwendet, insbesondere mit deutlich kleineren Klebeflächen, so dass die Abweichung der Werte mit der höheren Stauchung der Klebestelle der hier verwendeten Kolbenkrone zu erklären ist. In Tabelle 4.3 sind die für die Bestimmung der dynamischen Kolbenhubkurve verwendeten Stauchungswerte zusammengefasst.

Komponente	Stauchung
Klebefläche zwischen Quarzglaskolbenkrone und Metall-Trägerkolben	$\approx 0,20$ mm
Stauchung von Hohlkolben, Kolbenbolzen und Pleuel	$\approx 0,08$ mm
Stauchung weiterer Motorkomponenten (z.B. Kurbelwelle)	$\approx 0,02$ mm
$\Sigma$	$\Delta s \approx 0,30$ mm

**Tabelle 4.3:** Stauchung der Komponenten und sich daraus ergebende maximale Stauchung im ZOT  $\Delta_s$  als Parameter für die dynamische Kolbenhubkurve.

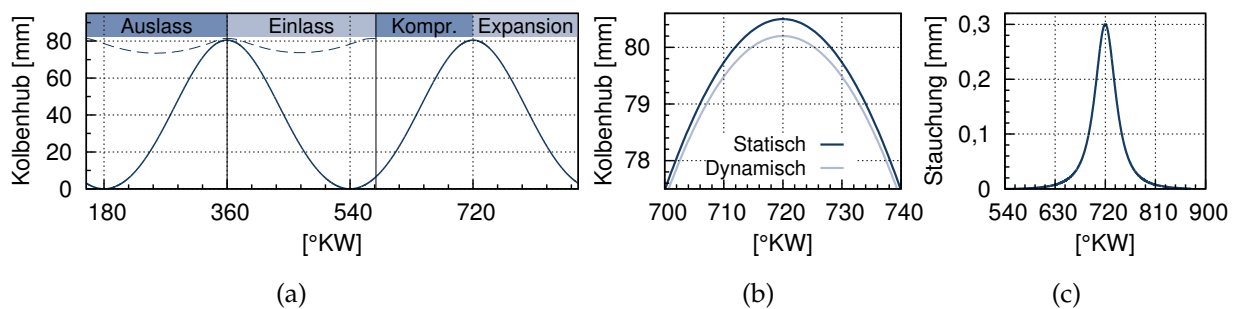
### Dynamische Kolbenhubkurve

Wie in [7] diskutiert, ist die Stauchung in der Kompressions- und Expansionsphase linear proportional zum Zylinderinnendruck. Die Kopplung der Stauchung an den in der Simulation berechneten Zylinderinnendruck ist hier jedoch nicht möglich, da dieser insbesondere in der LES mit Schwankungen behaftet ist. Aus diesem Grund wird die analytisch darstellbare Druckkurve basierend auf der adiabaten Kompression verwendet, um die Stauchung in Abhängigkeit vom Kurbelwinkelgrad  $\theta$  zu berechnen

$$p_2(\theta) = p_1 \left( \frac{V_1}{V_2(\theta)} \right)^\gamma, \quad p_n(\theta) = \frac{p_2(\theta) - p_1}{p_2(\text{OT}) - p_1} \quad (4.4)$$

mit dem Adiabatenexponent  $\gamma$ , dem konstanten Ausgangsdruck  $p_1$  und dem Ausgangsvolumen  $V_1 = V_H(\text{UT}) + V_{OT}$  im unteren Totpunkt und dem variablen Brennraumvolumen  $V_2(\theta) = V_H(\theta) + V_{OT}$ . Um den Druckverlauf basierend auf der adiabaten Kompression für die Stauchung zu verwenden, wird  $p_2(\theta)$  zusätzlich normiert. Die im LWOT durch die Trägheitskräfte auftretende Längung des Kolben ist vernachlässigbar und wird deshalb nicht in die Formulierung der dynamischen Kolbenhubkurve aufgenommen. Damit lautet die dynamische Kolbenhubkurve, die in Abbildung 4.4 zusammen mit der Stauchungsfunktion  $p_n(\theta) \cdot \Delta s$  (Abb. 4.4(c)) dargestellt ist,

$$s_d(\theta) = \begin{cases} s(\theta) - p_n(\theta) \cdot \Delta s & , 154 \leq \theta \leq 180^\circ\text{KW und } 540 \leq \theta \leq 874^\circ\text{KW} \\ s(\theta) & , 180 < \theta < 540^\circ\text{KW} \end{cases} \quad (4.5)$$



**Abbildung 4.4:** (a) Kolbenhubkurve mit Arbeitsspielphasen; (b) Statische und dynamische Kolbenhubkurve zum Zeitpunkt ZOT; (c) Stauchung  $p_n(\theta) \cdot \Delta s$ .

## 4.2 Randbedingungen

In diesem Abschnitt werden die für die Simulation verwendeten Randbedingungen vorgestellt. Auf die Initialisierung als ein weiterer Aspekt der Rechnungskonfiguration wird in Abschnitt 4.5.2 eingegangen, da dabei für die RANS- und Large Eddy Simulation unterschiedliche Ansätze erforderlich sind.

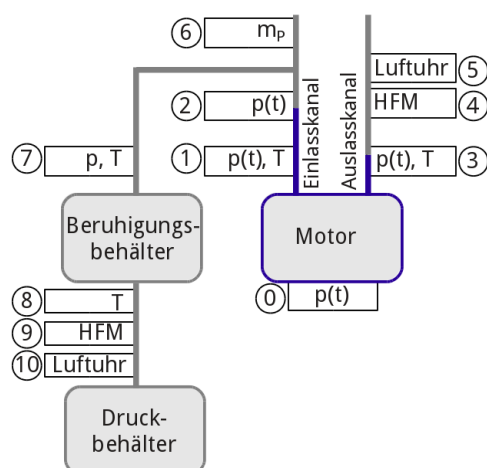
### 4.2.1 Randbedingungen aus dem Experiment

#### Betriebspunkt

In Simulation und Experiment wird ein Betriebspunkt mit einer Motordrehzahl  $N=1500$  U/min bei einem Ladedruck von 1,2 bar betrachtet. Der Kompressionsenddruck im Zylinder im geschleppten Betrieb (d.h. ohne Einspritzung und Verbrennung) beträgt 40 bar.

#### Ein- und Auslass

Abbildung 4.5 gibt einen Überblick über Art und Position der Messsonden, deren Messwerte für die Randbedingungen der Simulation zur Verfügung stehen. Die zeitaufgelösten Drücke  $p(t)$  an Messposition 2 und 3 (Abb. 4.6(a) und 4.8(a)) können direkt als Simulationsrandbedingungen verwendet werden, da in Abstimmung zwischen Experiment und Simulation die Messpositionen und die Ein- und Auslasspositionen in der Simulationsgeometrie so gesetzt wurden, dass sie genau übereinstimmen. Als Lufttemperatur am Einlass wird ein Mittelwert der über mehrere Arbeitsspiele gemittelten Temperaturen der Messpositionen 1 und 7 verwendet. Der so bestimmte Wert  $T_{Einlass}=29,84^\circ\text{C}$  entspricht ungefähr der Raumtemperatur der Prüfstandszone. Am Auslass wird die an Position 3 gemessene Lufttemperatur verwendet:  $T_{Auslass}=33,10^\circ\text{C}$ .



Position	Messwert
④ ⑨	Massenstrom HFM <sup>a</sup> $\dot{m}$
⑤ ⑩	Massenstrom Luftuhr $\dot{V}, p, T \rightarrow \dot{m}$
⑥	Massenstrom Partikelgenerator $\dot{m}_p$
① ② ③	Zeitaufgelöster Druck $p(t)$
⑦	Druck $p$
① ③ ⑦ ⑧	Temperatur $T$

**Abbildung 4.5:** Schematische Darstellung der Messpositionen und die vorhandenen experimentellen Randbedingungen (Blau: Simulationsgeometrie).

<sup>a</sup> HFM – Heißfilm-Luftmassenmesser

## Blowby

An den Positionen 5 und 10 wird über Druck, Temperatur und den mit einer Luftpumpe gemessenen Volumenstrom der Massenstrom bestimmt. Über den Wert an Position 5 lässt sich die Gesamtluftmasse pro Arbeitsspiel zu  $m_{ASP}=484,09 \text{ mg/ASP}$  ermitteln. Die Differenz der Massenströme der beiden Messpositionen liefert eine Abschätzung für den Blowby als Leckagemassenstrom, der den Zylinder über die Kolbenringe verlässt. Der Blowby ist als prozentualer Anteil der Arbeitsspiel-Gesamtluftmasse gegeben. Die Blowby-Messungen konnten wegen der langen notwendigen Versuchslaufzeit für den Quarzglaszylinder nur für Betriebspunkte ohne Aufladung ( $p_L=1,0 \text{ bar}$ ) durchgeführt werden. Für einen Metallzylinder konnte dagegen der Blowby für mehrere Aufladedrücke bestimmt werden. Über die Kombination der vorhandenen Werte ließ sich der Blowby für den hier verwendeten Betriebspunkt mit einem Aufladedruck von  $p_L=1,2 \text{ bar}$  für den Quarzglaszylinder abschätzen auf  $m_{Blowby}=8,12\% m_{ASP}$  (vgl. Tabelle 4.4). Diese auf der Messung basierende Abschätzung wurde in einer 1D-Systemsimulation in eine Massenstromrandbedingung umgewandelt (Abschnitt 4.2.2) und mithilfe numerischer Studien weiter angepasst (Abschnitt 4.2.5).

1500 U/min	Ladedruck $p_L$	Blowby
Metalllaufbuchse	1,0 bar	1,95 %
	1,2 bar	4,03 %
Quarzglaslaufbuchse	1,0 bar	3,93 %
Verhältnisabschätzung →	1,2 bar	8,12 %

**Tabelle 4.4:** Gemessene Blowby-Werte für Metall- und Quarzglaslaufbuchse und die daraus folgende Abschätzung für Quarzglas.

## Wandtemperaturen

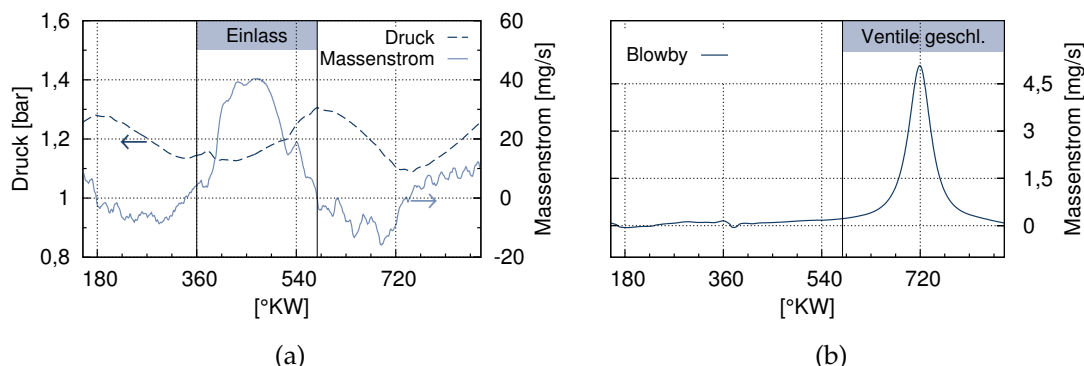
Die in der Simulation verwendeten Werte wurden anhand von Thermosensormessungen (Quarzglaskolben), Ölrücklauftemperaturen (Zylinderkopf) und Raumtemperaturen (Einlasskanal) abgeschätzt (vgl. Tabelle 4.5).

### 4.2.2 Massenstromrandbedingungen aus 1D-Systemsimulation

In der 1D-Systemsimulation<sup>1</sup> wurde der Motor entsprechend der Simulationsgeometrie abgebildet, insbesondere wurden der verlängerte Einlasskanal und der im optisch zugänglichen Motor erhöhte Blowby berücksichtigt. Die Eingangsdaten der Systemsimulation waren: Geometrie, die modifizierten Ventilhubkurven (Abb. 4.3), die gemessenen Drücke am Ein- und Auslass (Messpositionen 2 bzw. 3), die Gesamtluftmasse pro Arbeitsspiel und der Blowby als prozentualer Anteil an der Gesamtluftmasse. Die Kalibrierung erfolgte über die zeitaufgelösten Drücke im Brennraum (Messposition 0) und

<sup>1</sup> Verwendetes Tool: GT-POWER

im Einlasskanal (Messposition 1). Über diese 1D-Systemsimulation wurden die Blowby-Abschätzung aus dem Experiment und der Einlassdruck an Messposition 2 in Massenstromrandbedingungen umgewandelt (Abb. 4.6).



**Abbildung 4.6:** (a) Druck- und Massenstromrandbedingungen am Einlass aus Experiment bzw. 1D-Systemsimulation; (b) Blowby-Massenstromrandbedingung aus 1D-Systemsimulation.

### 4.2.3 Einlass-, Auslass- und Blowby-Randbedingungen

#### Einlassrandbedingungen

Als Ein- oder Auströmrandbedingungen können in der Simulation u.a. Druck und Temperatur oder Massenstrom und Temperatur vorgegeben werden. Dafür stehen die Lufttemperatur und der zeitaufgelöste Druck aus dem Experiment und der zeitaufgelöste Massenstrom aus der 1D-Systemsimulation zur Verfügung. In der RANS-Simulation wurden im Rahmen der numerischen Studien beide oben genannten Varianten für die *Inlet*-Randbedingung<sup>2</sup> vorgegeben. Zusätzlich wurden ein mittlerer Turbulenzgrad und eine normal zur Einlassfläche strömende Geschwindigkeit als Randbedingung gesetzt. In der LES wurden beide Varianten – Druck- und Massenstromrandbedingung – verwendet, um eine zyklenreihenparallele Rechnung zu initialisieren. Dieses Vorgehen wird in Abschnitt 4.5.3 näher erläutert.

#### Einlassrandbedingungen für Large Eddy Simulationen

Am Einlass ist die Vorgabe eines turbulenten Rohrströmungsprofils sinnvoll. Für die RANS-Simulation ist dabei die Vorgabe eines statistisch Reynolds-gemittelten Profils mit zusätzlicher Vorgabe des Turbulenzgrades ausreichend. Für eine skalenauflösende LES ist dagegen das Strömungsprofil einer gefilterten turbulenten Strömung notwendig. Das bedeutet insbesondere, dass Strömungsfluktuationen bis zur Filterweite vorhanden sein und die enthaltene turbulente kinetische Energie ein typisches (Modell-) Energiespektrum aufweisen sollte. Für die Erzeugung solcher Einlassrandbedingungen gibt es unterschiedliche Ansätze, über die TABOR UND BABA-AHMADI [84] einen

<sup>2</sup> Eine Alternative dazu ist die *Opening*-Randbedingung, in der Ein- und Ausströmen in Abhängigkeit vom berechneten Strömungszustand zugelassen wird.

Überblick geben. Dabei wird zwischen zwei Hauptgruppen unterschieden. Die erste enthält Methoden, in denen anhand einer zusätzlichen LES-Rechnung Daten erzeugt werden, die als Randbedingung verwendet werden können. Nachteile dieser Methode sind der hohe Rechen- und Speicherbedarf und dass die so erzeugten Randbedingungen nicht auf andere Rechnungen mit anderen Spezifikationen übertragbar sind. Die zweite Gruppe umfasst Methoden, in denen die Randbedingungen künstlich, z.B. über Fourier- oder POD<sup>3</sup>-Ansätze, erzeugt werden. Ein weiterer künstlicher Ansatz wird von KEMPF ET AL. [52] für die Erzeugung von Rand- und Initialisierungsdaten für eine Motorströmungssimulation vorgestellt. Dabei wird ein mittleres Strömungsfeld mit statistisch zufälligen Fluktuationen überlagert und die so erzeugte Strömung mithilfe eines Diffusionsoperators in eine turbulente Strömung transformiert, die die geforderten Reynolds-Spannungen bzw. turbulente kinetische Energie enthält.

### Entwicklung der Strömungsprofile im Einlasskanal für RANS und LES

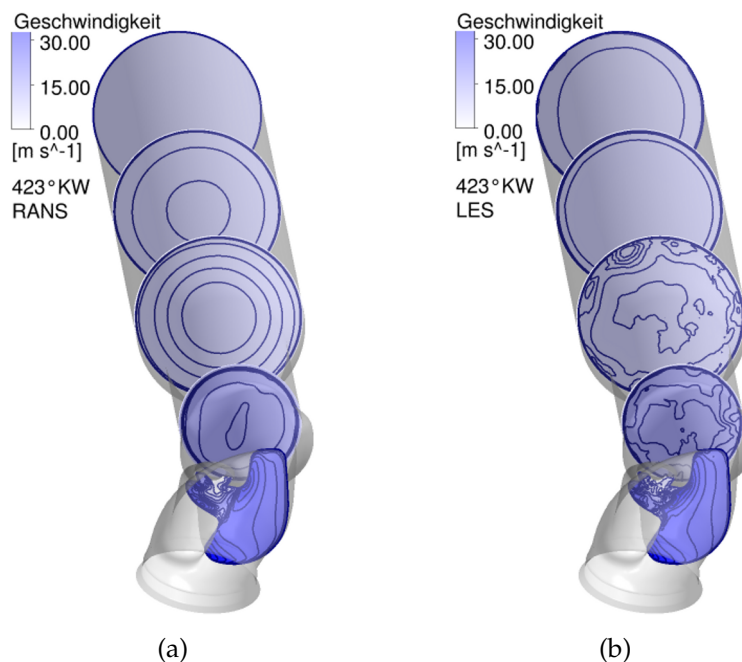
In dieser Arbeit wurde – entgegen den oben diskutierten Ansätzen – für die RANS- und Large Eddy Simulation jeweils ein einfaches Blockprofil mit Druck- bzw. Massenstromrandbedingungen am Einlass vorgegeben. Für die RANS wurde zusätzlich ein mittlerer Turbulenzgrad<sup>4</sup> angenommen. Dieses Vorgehen war hier möglich, da der in der Simulationsgeometrie enthaltene Einlasskanal ausreichend lang ist, damit sich das entsprechende turbulente Rohrströmungsprofil, wie in Abbildung 4.7 zu sehen, ausbilden kann. Insbesondere die Transition der Wandschichtströmung und die Ausbildung von turbulenten Fluktuationen im unteren Bereich des Einlasskanals in Richtung des Einlassventils findet in der LES statt (Abb. 4.7(b)).

### Auslassrandbedingungen

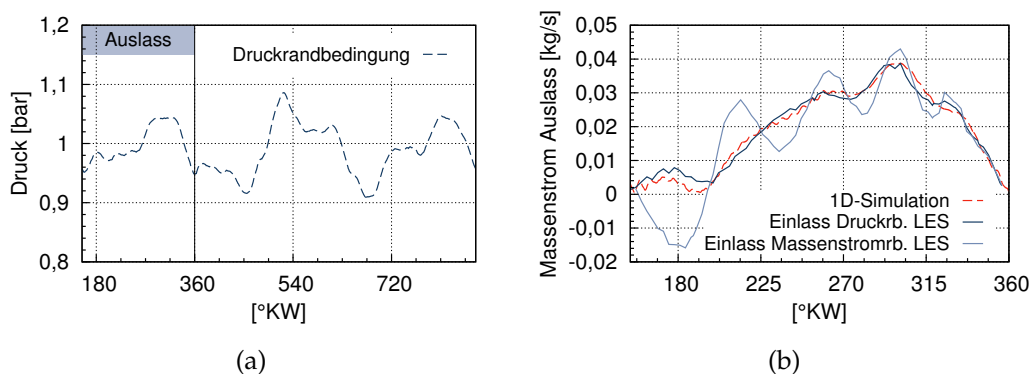
Der Auslass wurde als *Opening*-Randbedingung, in der Ein- und Ausströmen in Abhängigkeit vom berechneten Strömungszustand zugelassen wird, gesetzt und der zeitliche Druckverlauf aus dem Experiment (Messposition 3, Abb. 4.8(a)) vorgegeben. Der Massenstrom über die Auslassfläche während der Auslassphase ist in Abbildung 4.8(b) dargestellt und zeigt, dass das Rückströmverhalten abhängig von den verwendeten Einlassrandbedingungen ist. Wie in Abschnitt 4.2.5 noch diskutiert wird, führt die Massenstromrandbedingung am Einlass zu einem Zylinderinnendruck, der am Ende der Expansionsphase unterhalb des Auslasskanaldruckes liegt. In der Simulation kommt es dadurch zum Zeitpunkt *Auslassventil öffnet* zu einem Rückströmen aus dem Auslasskanal in den Brennraum und zu den daraus entstehenden Schwankungen. Bei Verwendung der Druckeinlassrandbedingung liegen der Zylinderinnendruck und der Druck im Auslasskanal wie im Experiment auf dem gleichen Niveau und es kommt ab Beginn der Auslassphase zu einem Ausströmen aus dem Zylinder in den Auslasskanal und damit einem positiven Massenstrom über die Auslassfläche. Dieser stimmt sehr gut mit dem in der 1D-Systemsimulation berechneten Massenstrom überein.

<sup>3</sup> POD – Proper Orthogonal Decomposition

<sup>4</sup> ANSYS CFX: Medium Intensity (5%)



**Abbildung 4.7:** Entwicklung der Einlasskanalströmung bei Vorgabe eines konstanten Blockprofils mit gegebener Masse bzw. Druck am Einlass (a) RANS-Simulation; (b) Large Eddy Simulation (Lage der Ebenen: 1 – Einlass, 2-4 – alle 15 cm, 5 – am Ventil; Konturprofile der Ebenen: 1-3 – 15...20 m/s, 4 – 30...35 m/s, 5 – 0...50 m/s).



**Abbildung 4.8:** (a) Auslassdruckrandbedingung aus dem Experiment; (b) Massenstrom über die Auslassfläche in Abhängigkeit von der verwendeten Einlassrandbedingung (1D-Systemsimulation und LES; Negative Werte – Einströmen, Positive Werte – Ausströmen aus dem Auslasskanal).

## Blowby

Die Fläche für die Blowby-Randbedingung verläuft mit einer Höhe von 1,8 mm am unteren Ende des Feuerstegs in Umfangsrichtung entlang der Zylinderaußenwand. Aufgrund des sehr schmalen und langen Feuerstegvolumens erwies sich die Vorgabe einer Massenstromrandbedingung entlang dieser *Outlet*-Fläche als nicht stabil, d.h. der vorgegebene Massenstrom wurde aus numerischen Gründen nicht erreicht. Mit Vorgabe einer Geschwindigkeit mit Richtung normal zur Auslassfläche wird der geforder-

te Blowby-Massenstrom (Abb. 4.6(b)) erreicht. Der Geschwindigkeitsbetrag wird dafür aus dem Massenstrom berechnet über

$$v_{\text{Blowby}}(t) = \rho(t) \frac{\dot{m}_{\text{Blowby}}(t)}{A_{\text{Blowby}}} \quad \text{mit} \quad A_{\text{Blowby}} = \pi \cdot 76 \text{ mm} \cdot 1,8 \text{ mm} = 429,77 \text{ mm}^2 . \quad (4.6)$$

#### 4.2.4 Wandrandbedingungen

Für alle Wände der Motorgeometrie gilt die Wandhaftbedingung  $|\mathbf{u}|_{\text{Wand}} = 0$ . Die Wände werden als hydraulisch glatt angenommen, da die Wandunebenheiten weitestgehend unterhalb der Dicke der viskosen Unterschicht ( $\approx 0,04 \text{ mm}$ , vgl. Abschnitt 3.4) liegen. Eine Ausnahme bilden unter Umständen die in den Graugußzylinderkopf eingebetteten Kanalabschnitte, die hier wegen fehlender Rauheitskoeffizienten ebenfalls als hydraulisch glatt angenommen werden.

#### Wandwärmemodelle

Die Wandtemperatur, insbesondere der Brennraumwände während der Kompressions- und Expansionsphase, hat einen direkten Einfluss auf den Zylinderinnendruck. In der Simulation stehen unterschiedliche Möglichkeiten<sup>5</sup>, die Wandwärmestromdichte als Wandrandbedingung vorzugeben, zur Verfügung.

**Adiabate Wände:** Der einfachste Ansatz ist die Annahme adiabater Wände, für die keinerlei Wärmefluss stattfindet:  $q_w = 0$ .

**Vorgabe der Wandtemperatur:** Bei Vorgabe von Wandtemperaturen wird die Wärmestromdichte über

$$q_w = \frac{\rho c_p u^*}{T^+} (T_w - T_{nw}) \quad (4.7)$$

mit der Dichte  $\rho$ , der spezifischen Wärmekapazität  $c_p$  und der wandnächsten Temperatur  $T_{nw}$  als Eigenschaften des strömenden Gases und der Wandtemperatur  $T_w$  berechnet.  $T^+$  ist die entdimensionalisierte Temperatur in Wandeinheiten, für die analog zu  $u^+$  universelle Wandgesetze gelten (vgl. Abschnitt 3.4). Und  $u^*$  ist eine Geschwindigkeitsskalierung (analog zu  $u_\tau$ ), die für die automatische Wandmodellierung der  $k$ - $\omega$ -basierten Turbulenzmodelle verwendet wird.

**Vorgabe der Wärmestromdichte:** Alternativ zu den Wandtemperaturen kann die Wärmestromdichte  $q_w$  vorgegeben werden. Die Wandtemperatur wird in diesem Fall durch Umstellen der Gleichung (4.7) berechnet.

**Vorgabe eines Wandwärmedurchgangskoeffizienten:** Ist die Strömung durch eine Wand mit bekannter Außentemperatur begrenzt, so kann der Wärmestrom indirekt über die Außentemperatur  $T_a$  und einen Wärmedurchgangskoeffizienten  $h_c$  vorgegeben werden

$$q_w = h_c (T_a - T_w) . \quad (4.8)$$

<sup>5</sup> Es werden die in ANSYS CFX 13.0 verfügbaren Wandrandbedingungen vorgestellt [4, 5].



### Wahl konstanter Wandtemperaturen als Randbedingung

Die Wandtemperatur und die Wärmestromdichte ist im realen Motor innerhalb eines Arbeitsspiels aufgrund der variierenden Gastemperatur instationär. Dadurch wird durch Vorgabe von festen Werten ein Fehler induziert. In [23] wird ein Wandwärmemodell für Dieselmotoren entwickelt und für Validierungszwecke die Oberflächentemperatur an mehreren Punkten im Brennraum eines Prüfstandsmotors gemessen. Die gemessenen Temperaturverläufe zeigen dort innerhalb eines Arbeitszyklus eine Schwankung von 5...30 K bei einer mittleren Wandtemperatur von ca. 130°C. Für den hier betrachteten geschleppten Betrieb können die Schwankungen im unteren Bereich angenommen werden. Die Herleitung der ebenfalls variierenden Wärmestromdichte  $q_w$  in [23] basiert auf den Materialwerten eines Emissionsmotors mit Rußablagerungen, so dass die dort ermittelten Werte für die Wärmestromdichten der hier verwendeten Quarzglaskolben und -zylinderwand nicht übernommen werden können. Die vierte der oben genannten Varianten (4.8) gilt für stationäre Vorgänge und ist damit hier ebenfalls nicht anwendbar. Alles zusammengefasst ist die Vorgabe von über der Zeit konstanten, aber bauteilabhängigen Wandtemperaturen für den hier untersuchten Motor die sinnvollste (und praktikabelste) Annahme, zumal die Wandtemperaturschwankungen als verhältnismäßig gering angenommen werden können. Die in der Simulation verwendeten Werte wurden anhand von Thermosensormessungen (Quarzglaskolben), Ölrücklauftemperaturen (Zylinderkopf) und Raumtemperaturen (Einlasskanal) abgeschätzt und sind in Tabelle 4.5 zusammengefasst.

Komponente	Wandtemperatur
Zylinderwand	110°C
Zylinderkopf	110°C
Kolbenoberfläche	110°C
Einlass- und Auslassventil	50°C
Einlasskanal im Zylinderkopf	80°C
Einlasskanal Verlängerung	30°C
Auslasskanal im Zylinderkopf	80°C
Feuersteg	Adiabat

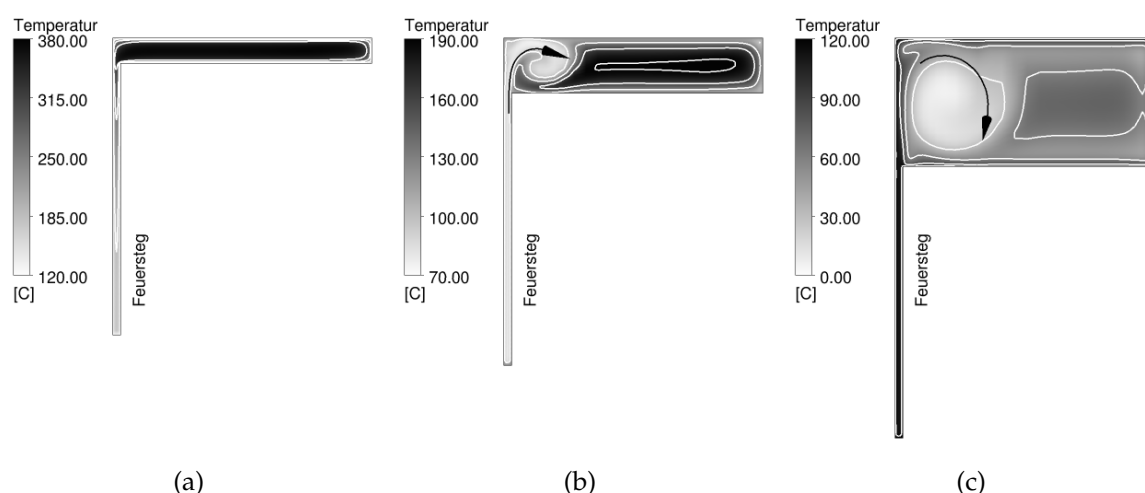
Tabelle 4.5: Bauteilabhängige Wandtemperaturen.

### 4.2.5 Numerische Studien und daraus folgende Anpassungen der Randbedingungen

Die numerischen Studien wurden zum Teil anhand vereinfachter Geometrien und zum Teil anhand der vollständigen 3D-Motorgeometrie durchgeführt. Als Turbulenzmodell wurde jeweils das SST-RANS-Modell verwendet. Die Ergebnisse dieser Studien wurden auf das endgültige 3D-Setup (RANS und LES) übertragen.

### Wandrandbedingung: Konstante Wandtemperaturen im Feuersteg

In dieser numerischen Studie wurde anhand einer vereinfachten 3D-Geometrie mit würfelförmigem Brennraum und einem langen und schmalen Feuersteg, der in den Abmessungen dem Feuersteg der originalen Geometrie entspricht, der Einfluss des Wandwärmemodells im Feuersteg untersucht. Der Feuersteg ist gekennzeichnet durch ein ungünstiges Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnis, bei dem ein verhältnismäßig kleines Volumen einer sehr großen Oberfläche gegenüber steht. Dadurch ist der durch Vorgabe konstanter Wandtemperaturen induzierte Fehler<sup>6</sup> deutlich größer, als das für die übrigen Geometrieoberflächen der Fall ist. In Abbildung 4.9 ist der Einfluss dargestellt: Im oberen Totpunkt (Abb. 4.9(a)) liegen im Brennraum die höchsten Temperaturen vor, wohingegen das Gas im Feuersteg durch das hohe Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnis in der kurzen Zeit der Kompression bereits die deutlich niedrigere Wandtemperatur von hier 120°C angenommen hat. In der Expansionsphase strömt das kalte Fluid aus dem Feuersteg in den Brennraum, wo es eine kühle Blase erzeugt (Abb. 4.9(b)), in der sich die Temperaturen im weiteren Verlauf der Expansionsphase bis zum Gefrierpunkt und teilweise sogar darunter absenken (Abb. 4.9(c)).



**Abbildung 4.9:** Numerische Studie: Einfluss von konstanten Wandtemperaturen als Randbedingung im Feuersteg auf die Brennraumtemperatur in der Expansionsphase. (a) Maximale Brennraumtemperaturen im OT; (b) Kühle Strömung aus dem Feuersteg bei  $\frac{1}{4}$  Expansion; (c) Kühler Bereich im Brennraum bei  $\frac{1}{2}$  Expansion.

Es liegen für den 2V-Dieselmotor keine experimentell gemessenen zeitaufgelösten Brennraumtemperaturen vor. Es kann allerdings angenommen werden, dass die in der Auslassphase im Auslasskanal gemessenen Temperaturwerte denen der Brennraumtemperatur am Ende der Einlassphase entsprechen. Die in der Motorsimulation unphysikalisch niedrigen Temperaturwerte am Ende der Expansionsphase weichen stark von diesen im Auslasskanal gemessenen Werten ab, die im geschleppten Betrieb denen der Temperatur im Einlasskanal ( $\approx$ Raumtemperatur) entsprechen. Einen weiteren aber deutlich geringeren Einfluss hat die Temperatur im Feuersteg auf die Zylinderdruck-

<sup>6</sup> vgl. Diskussion im vorherigen Abschnitt 4.2.4

kurve. Um diese Einflüsse zu minimieren, werden die Wände im Feuersteg als adiabat angenommen, so dass ein zu hoher Energieverlust durch zu hohe Wärmeströme, d.h. ein zu starkes Abkühlen der komprimierten Luft im Feuersteg, vermieden wird.

Die Quarzglaskomponenten im untersuchten optisch zugänglichen Motor weisen eine geringere Wärmeleitung als die Metallkomponenten eines thermodynamischen Motors auf, so dass die hier getroffene Annahme der adiabten Feuerstegwände als berechtigt angesehen werden kann. Gleiches gilt für die Annahme von konstanten Wandtemperaturen für die übrigen Geometrieoberflächen.

### Maximaler Zylinderinnendruck im ZOT

Für das erste Setup der vollständigen 3D-Motorströmungssimulation wurden die in Tabelle 4.6 angegebenen Randbedingungen verwendet. Der mit diesen Randbedingungen erzielte maximale Zylinderinnendruck im ZOT beträgt 50,19 bar und liegt damit um fast 30% über dem experimentellen Wert von 39,27 bar. Um die Ursachen für die Abweichung im maximalen Zylinderdruck in der Simulation herauszufinden, wurden systematische Studien durchgeführt und deren Einfluss auf den Druck untersucht. In Tabelle 4.7 sind die Änderungen, die aus den Studien übernommen wurden, zusammengefasst. Die jeweilige Reduzierung des maximalen Zylinderinnendruckes ist zusätzlich in Abbildung 4.11 dargestellt. Mit den so geänderten Randbedingungen wird in der Simulation ein Spitzendruck von 39,33 bar in sehr guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert erreicht.

Randbedingungen erstes Setup
Statische Kolbenhubkurve (Gleichung (4.3))
Wandtemperaturen wie in Tabelle 4.5 angegeben
Einlass: Massenstromrandbedingung aus der 1D-Systemsimulation (Abb. 4.6(a))
Auslass: Druckrandbedingung aus dem Experiment (Abb. 4.8(a))
Blowby: Massenstromrandbedingung aus der 1D-Systemsimulation (Abb. 4.6(b)).

**Tabelle 4.6:** Randbedingungen des ersten Setups der 3D-Motorinnenströmungssimulation.

### 90% Massenstromeinlassrandbedingungen

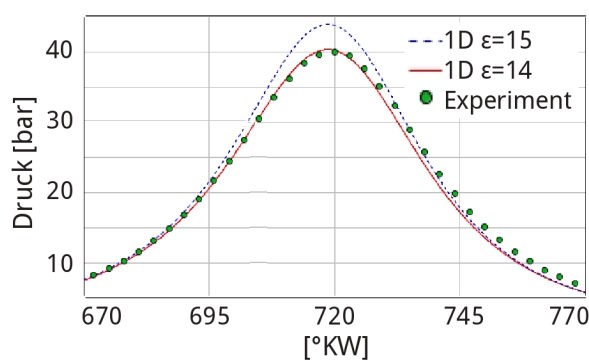
Die Reduzierung des in der 1D-Systemsimulation berechneten Massenstroms am Einlass wurde so bestimmt, dass die in der 3D-Simulation zum Zeitpunkt *EV schließt* eingeschlossene Masse (d.h. ohne Blowby) der im Experiment ermittelten Masse pro Arbeitsspiel von 484,09 mg/ASP entspricht.

$\dot{m}_{\text{Einlass}}$	[mg/ASP]	% Exp.
100%	515,68	106%
<b>90%</b>	<b>494,95</b>	<b>102%</b>
80%	474,63	98%
Exp.	484,09	100%

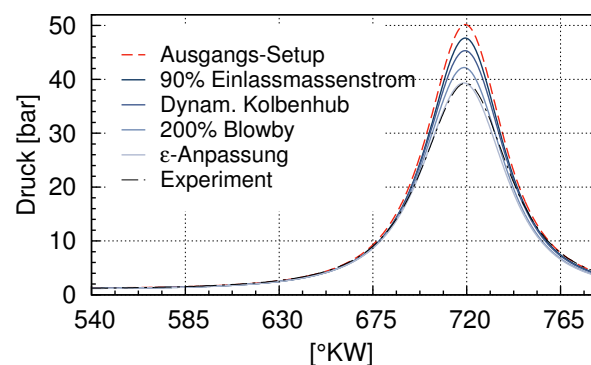
### Dynamische Kolbenhubkurve und $\epsilon$ -Anpassung

Für die dynamische Kolbenhubkurve wurde keine systematische Studie in dem Sinne durchgeführt, dass die Stauchung variiert wurde, sondern es wurde die in Abstimmung mit dem Experiment und der Literatur ermittelte maximale Stauchung im ZOT

$\Delta_s=0,3$  mm (Tabelle 4.3) verwendet. Analog wurde für die  $\epsilon$ -Anpassung verfahren. Dort wurde der maximale innerhalb der Messunsicherheit liegende Wert für die Quetschspalthöhe  $h_q=0,8\pm0,1$  mm verwendet, woraus zusammen mit der Anpassung durch den verkürzten Feuersteg eine Quetschspalthöhe von  $\tilde{h}_{q,mod}=1,15$  mm folgt. Das statische Verdichtungsverhältnis verringert sich dadurch von  $\epsilon=15$  auf  $\epsilon_{mod}=14,8$ . Das dynamische Verdichtungsverhältnis liegt mit  $\epsilon_{dyn}=14$  deutlich unterhalb des statischen Wertes. Dieser Wert wird dadurch bestätigt, dass in der 1D-Systemsimulation bereits ein Verdichtungsverhältnis von 14 verwendet werden musste, um die experimentelle Zylinderdruckkurve korrekt wiedergeben zu können (Abb. 4.10).



**Abbildung 4.10:** Zylinderdruck in der 1D-Systemsimulation bei  $\epsilon$ -Anpassung.



**Abbildung 4.11:** Zylinderdruck bei Anpassungen der Randbedingungen (RANS-Simulation).

### 200% Blowby-Massenstrom

Die Anpassung des in der 1D-Systemsimulation berechneten Blowby-Massenstroms wurde analog zur Einlassmassenstromkorrektur bestimmt. Ziel war es hierbei, den prozentualen Anteil der durch den Blowby verlorenen Masse an der Gesamtluftmasse pro Arbeitsspiel in der Simulation möglichst dem experimentellen Wert gleichzustellen. In den numerischen Studien hat sich herausgestellt, dass eine Verdoppelung des Blowbymassenstroms notwendig ist, um den gewünschten Effekt einer Zylinderdruckreduzierung abzubilden. Damit ergibt sich ein prozentualer Anteil von 10,3% am Gesamtmassenstrom. Dieser Wert liegt um 2% höher, als der experimentell abgeschätzte Wert (vgl. Abschnitt 4.2.1), was aber aufgrund der Unsicherheiten dieser Abschätzung noch im Bereich einer realistischen Abweichung liegt (pers. Kommunikation [18]).

Die hier angegebenen Werte enthalten bereits als zusätzliche Modifikation den um ZOT asymmetrischen Blowby-Massentrom. Diese Änderung hat keinen Einfluss auf den maximalen Zylinderinnendruck, beeinflusst aber den Druckabfall in der Expansionsphase und wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

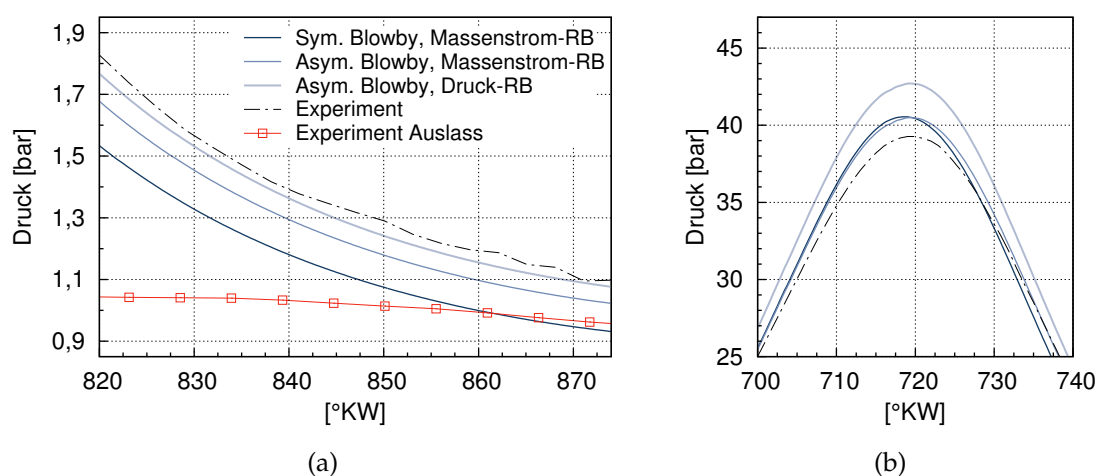
$\dot{m}_{Blowby}$	%-Anteil ASP-Masse
100%	6,1%
<b>200%</b>	<b>10,3%</b>
250%	12,4%
Exp.	8,1%

Angepasste Randbedingung	Max. Zylinderdruck	% Exp.
(1) 90% Massenstromeinlassrandbedingungen	47,68 bar	121%
(2) Dynamische Kolbenhubkurve (Gleichung (4.5))	45,30 bar	115%
(3) 200% Blowby-Massenstrom	42,98 bar	109%
(4) Verringerung des $\epsilon$ -Verhältnisses über erhöhte Quetschspalthöhe von $\epsilon=15$ auf $\epsilon_{mod}=14,8$	39,33 bar	100%
Experiment	39,27 bar	100%
Ausgangssetup	50,19 bar	129%

**Tabelle 4.7:** Angepasste Randbedingungen und daraus folgende Änderung des maximalen Zylinderdrucks (vgl. Abb. 4.11).

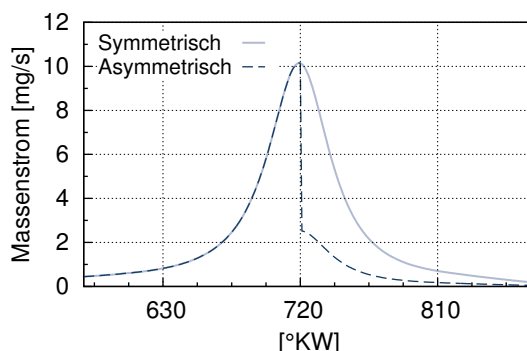
### Zylinderinnendruck am Ende der Expansionsphase

Die bisherigen Korrekturen der Randbedingungen haben zu einer guten Übereinstimmung der Zylinderinnendruckkurven von Simulation und Experiment nahe ZOT geführt. Zum Zeitpunkt *Auslassventil öffnet* am Ende der Expansionsphase liegt der Zylinderdruck allerdings unterhalb des Auslasskanaldruckes (Abb. 4.12(a)), was zu einem Rückströmen vom Auslasskanal in den Brennraum führt und dadurch zu Oszillationen im Auslassmassenstrom, die nicht der 1D-Systemsimulation entsprechen (vgl. Abb. 4.8(b)). Das zu niedrige Druckniveau am Ende der Expansion bei guter Übereinstimmung des maximalen Zylinderinnendruckes lässt auf einen zu hohen Blowby in der Expansionsphase schließen. Die Annahme, dass der Blowby in der Kompressionsphase bei aufwärts bewegtem Kolben höher ausfällt als bei der darauffolgenden Abwärtsbewegung, wird über eine um den ZOT asymmetrische Massenstromrandbedingung für den Blowby umgesetzt (Abb. 4.13). Trotz der sehr einfachen Anpassung über eine Skalierung, die zu einem Sprung bei ZOT führt, entspricht dieser Verlauf eher den experimentell oder mit speziellen Blowby-Modellen bestimmten Verläufen [61, 77] als ein



**Abbildung 4.12:** Einfluss unterschiedlicher Randbedingungen: Asymmetrischer ggü. symmetrischen Blowby und Massenstrom- ggü. Druckeinlassrandbedingung (LES-Ergebnisse). Druckniveau am Ende der Expansionsphase (a) und zum Zeitpunkt ZOT (b).

symmetrischer Verlauf. In dem in der hier durchgeführten 1D-Systemsimulation enthaltenen Blowby-Modell sind die komplexen Kippbewegungen der Kolbenringe während der Auf- und Abwärtsbewegung des Kolbens, die zu einem asymmetrischen Verlauf führen, nicht enthalten.



**Abbildung 4.13:** Modifizierte Blowby-Randbedingung mit Reduzierung des Massenstroms ab ZOT.

### *Alternative Druckeinlassrandbedingung*

Der asymmetrische Blowby-Massenstrom führt zu einer Verbesserung des Druckniveaus am Ende der Expansionsphase mit gleichbleibenden maximalem Zylinderinnen- druck (Abb. 4.13). Eine weitere Verbesserung dieses Druckniveaus ergibt sich für die Verwendung einer Druckrandbedingung am Einlass (Abb. 4.12(a)). Allerdings führt die Verwendung der Druckeinlassrandbedingung auch zu einem erhöhten maximalen Zylinderinnendruck (Abb. 4.12(b)). Der in dieser Studie verwendete *Inlet*-Typ verhindert ein Rückströmen über die Einlassfläche aus dem Einlasskanal hinaus, was im Motor jedoch aufgrund des Druckanstieges zum Zeitpunkt *Einlassventil schließt* im Einlasskanal stattfindet. Dadurch gelangt zu viel Masse in den Zylinder, was zu einem erhöhten Maximaldruck führt. Dieser Effekt ließe sich unter Umständen über den *Opening*-Randbedingungstyp am Einlass vermeiden.

### **Studie zur Anzahl notwendiger RANS-Zyklen**

Eine RANS-Simulation liefert als Ergebnis eine statistisch gemittelte Strömung. Aus diesem Grund unterscheiden sich im eingeschwungenen Simulationszustand zwei aufeinanderfolgend berechnete Arbeitsspiele bzw. Motorzyklen nicht voneinander. Ausgehend von einer künstlichen Initialisierung werden mehrere RANS-Zyklen benötigt, bevor sich dieser eingeschwungene Zustand eingestellt hat. Anhand des Verlaufes der im Zylinder eingeschlossenen Luftmasse, dargestellt in Abbildung 4.14, zeigt sich, dass dieser Zustand ab dem dritten Zyklus erreicht ist, d.h. die Massenverläufe des dritten und vierten Zyklus unterscheiden sich nicht voneinander. Die Massenverläufe in der Einlass-, Kompressions- und Expansionsphase unterscheiden sich bereits ab dem zweiten Zyklus nicht mehr. Ab dem dritten Zyklus liegen auch die Kurven in der Auslassphase übereinander. Es empfiehlt sich daher, mindestens drei vollständige aufeinanderfolgende RANS-Zyklen zu berechnen, um den Einfluss der künstlichen Initialisierung auf die Lösung vernachlässigen zu können.

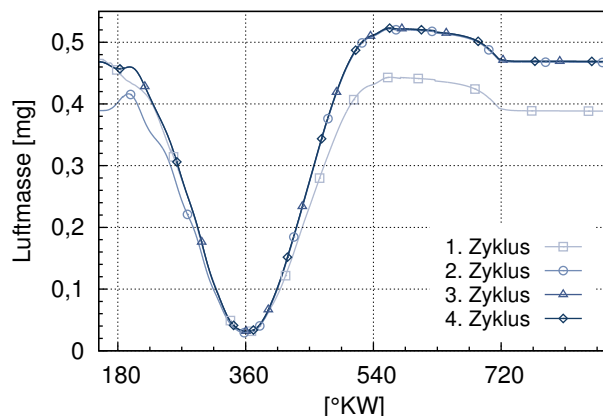


Abbildung 4.14: Anzahl notwendiger RANS-Zyklen für den statistisch eingeschwungenen Zustand.

## 4.3 Gitter und Vernetzungsalgorithmen

Die Gittergenerierung ist ein wesentlicher Schritt im Aufbau des Simulationssetups. Ein hochwertiges und den Anforderungen entsprechendes Gitter ist notwendig, um eine belastbare und aussagekräftige Lösung zu erhalten. Die Bedeutung des Rechengitters und die Anforderungen an dieses wurden bereits in Kapitel 3 zur Theorie der numerischen Strömungssimulation diskutiert. So ist die Gitterweite beispielsweise ein impliziter LES-Filter. Deshalb muss die Gitterweite so gewählt werden, dass die Wirbelstrukturen, die 80% der turbulenten kinetischen Energie enthalten, über das Gitter aufgelöst werden können. Zusätzlich sollten die Volumenelemente in alle Raumrichtungen die gleiche Ausdehnung aufweisen, um keine „künstliche“ Anisotropie zu erzeugen.

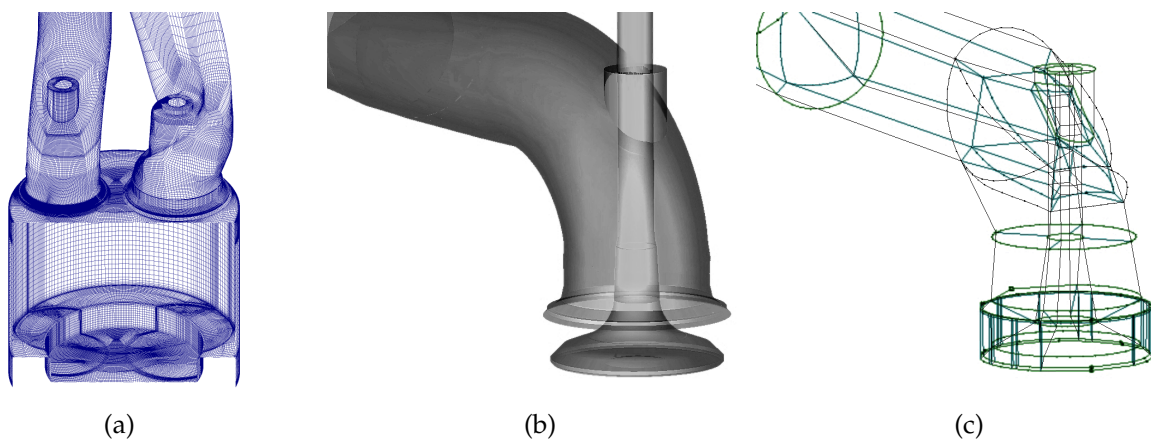
Für unstrukturierte 3D-Gitter werden hauptsächlich Tetraeder-, Prismen- oder Hexaederelemente verwendet. Tetraederelemente haben den Vorteil, dass eine Geometrie über automatische Algorithmen relativ einfach vernetzt werden kann. Schwieriger ist dagegen eine ausreichende Auflösung der Randschicht. Um diese umzusetzen, können an der Wand zusätzliche Schichten aus Prismenelementen verwendet werden [82]. Die Vernetzung mit Tetraederelementen hat den Nachteil, dass für die Auflösung mit der gleichen minimalen Kantenlänge deutlich mehr Elemente notwendig sind als für eine Hexaedervernetzung, womit der Speicher- und Rechenaufwand signifikant ansteigt. Zusätzlich weisen Tetraederelemente eine höhere numerische Diffusion als in Strömungsrichtung ausgerichtete Hexaederelemente auf. Die Auflösung der Wandgrenzschichten ist in einer Vernetzung mit Hexaederelementen verhältnismäßig einfach umzusetzen. Diese Gründe führen u.a. dazu, dass für eine Large Eddy Simulation im Allgemeinen Hexaederelemente verwendet werden [28, 31, 83].

Auch für die in dieser Arbeit durchgeführte LES der Motorinnenströmung werden, trotz deutlich höherem Vernetzungsaufwand gegenüber Tetraederelementen, Hexaeder als Diskretisierungsvolumen gewählt. Die Umsetzung der Vernetzung wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.



### 4.3.1 Blockstrukturiertes Gitter und Hexaederelemente

Für die blockstrukturierte Vernetzung mit Hexaederelementen wurde das Tool ICEM CFD Hexa 13.0 verwendet. Dabei wird die Gesamtgeometrie in mehrere unstrukturierte, teilweise ineinander verschachtelte Blöcke, dem sogenannten Blocking, zerlegt. Eine solche Zerlegung ist in Abbildung 4.15(c) für den Auslasskanal mit Auslassventil dargestellt, wobei die einzelnen Blöcke über deren Kanten gekennzeichnet sind. Außen liegende Kanten (schwarz und grün) sind auf die Oberfläche projiziert, innen liegende Kanten (blau) sind teilweise für eine bessere Gitterqualität mithilfe einer Parametrisierung gekrümmt. Die so definierten Blöcke werden wiederum jeweils strukturiert<sup>7</sup> mit Hexaederelementen vernetzt. Dabei ermöglicht die Verwendung von teilweise ineinandergeschachtelten O-Gittern und die Vorgabe von Knotenverteilungen entlang der einzelnen Blockkanten die Einhaltung der geforderten Qualitätskriterien wie z.B. der Randschichtauflösung. Ein Nachteil der blockstrukturierten Vernetzung mit Hexaederelementen ist, dass feine Vernetzungen sich durch die restliche Geometrie in Bereiche ziehen, in denen diese hohe Auflösung nicht notwendig oder teilweise, beispielsweise wegen schlechter Seitenverhältnisse, sogar unerwünscht ist. So ist z.B. die feine Auflösung, die für den Ventilsplatt notwendig ist, in Abbildung 4.15(a) als „Abdruck“ in der Topfmulde sichtbar. Deshalb ist eine sorgfältige Umsetzung der Blockstrukturen mit Sicht auf die Gitterqualitätskriterien notwendig.



**Abbildung 4.15:** (a) Vernetzung der Gesamtgeometrie mit Hexaederelementen; Beispiel-Blocking für den Auslasskanal; (b) Oberfläche; (c) Blockstruktur (Lage der Kanten: schwarz und grün – auf der Oberfläche, blau – im Geometrieinneren).

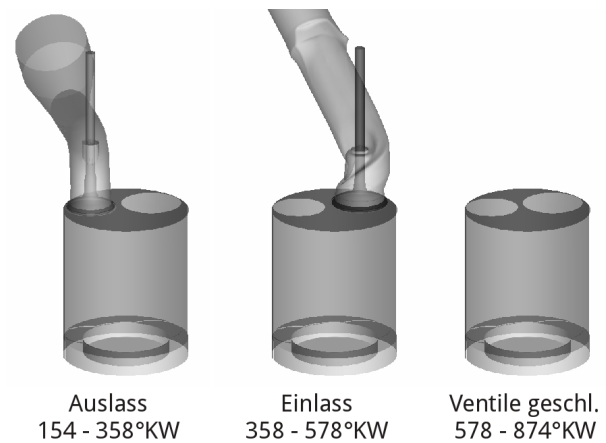
### Topologie

Das für die Simulation eines gesamten Arbeitsspiels verwendete Gitter besteht aus insgesamt drei Topologien (Abb. 4.16). In der Aulassphase besteht die Geometrie aus dem Brennraum und dem Auslasskanal mit Auslassventil. Der Einlasskanal ist in dieser Phase nicht enthalten, da er durch das geschlossene Einlassventil vom Hauptströmungsvolumen abgetrennt ist.

<sup>7</sup> daher der Begriff „blockstrukturiert“



Analog dazu wird in der Einlassphase eine Geometrie mit Einlass-, aber ohne Auslasskanal betrachtet. Während der Kompressions- und Expansionsphase besteht die Geometrie ausschließlich aus dem Brennraum. Auf diese Weise wird in jeder Phase nur das tatsächlich benötigte Strömungsvolumen vernetzt und die jeweilige Gesamtelementanzahl wird reduziert. In allen drei Phasen wird das (annähernd) gleiche Blocking des Brennraums verwendet. Dieses wird in der Auslass- und Einlassphase mit dem noch jeweils fehlenden Kanalblocking verbunden, um das Gesamtgitter zu erzeugen. Das Brennraumblocking und -gitter ist in Abhängigkeit vom Kolben- und Ventilhub variabel. Das Kanalblocking ist größtenteils statisch, nur der Teil, der das Ventil enthält (vgl. Abb. 4.15(c)), verändert sich in Abhängigkeit von der Ventilbewegung.

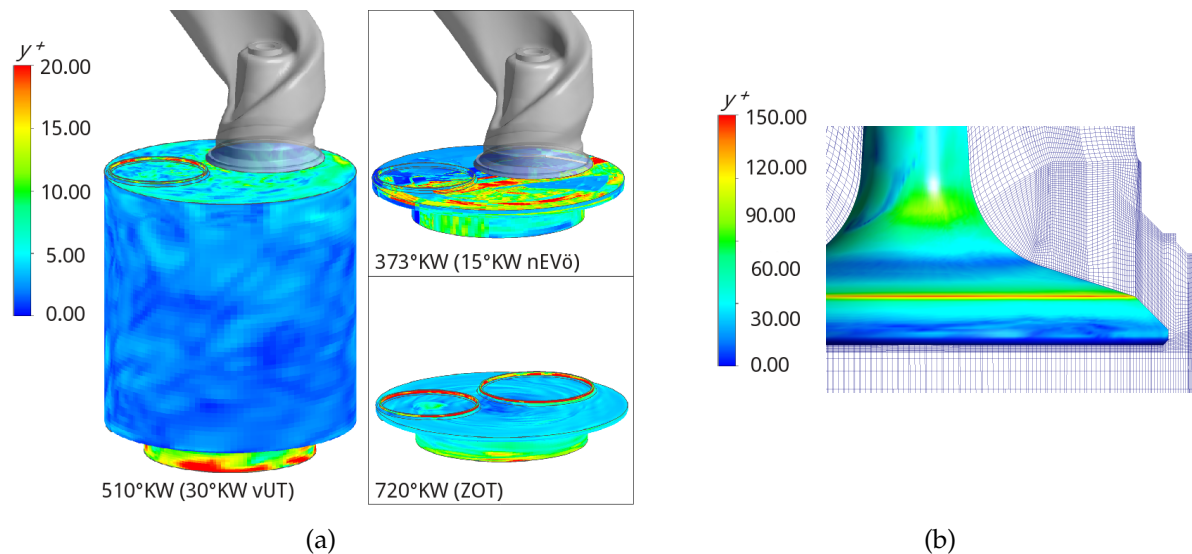


**Abbildung 4.16:** Gittertopologien innerhalb eines Arbeitszyklus.

### 4.3.2 Gitterqualitätskriterien

#### Randschichtauflösung

Die in der RANS- und Large Eddy Simulation verwendeten Gitter erfüllen verschiedene Qualitätskriterien. Neben einer ausreichenden Auflösung von Strömungsquerschnitten, wie beispielsweise dem Ventilsplatt (Abb. 4.21(c)), ist die Randschichtauflösung ein solches Qualitätskriterium. Bei Verwendung von automatischen Wandfunktionen (Abschnitt 3.4) sollte die Grenzschicht mit 10-15 Knoten [4] aufgelöst werden (vgl. Abb. 3.1(b)). Der erste wandnahe Knoten kann, muss aber nicht innerhalb der viskosen Unterschicht liegen. Damit ist eine Skalierung, d.h. eine global gleichmäßige Verfeinerung des Gitters, bei der auch die Randschichtauflösung automatisch verfeinert wird, problemlos möglich. Diese Eigenschaft ist später in Abschnitt 4.3.4 bei der Bestimmung der für eine skalenauflösende Simulation mit LES notwendigen Gitterauflösung von Vorteil. Für eine LES mit Wandfunktionen geben PIOMELLI ET AL. [71] (vgl. Tabelle 3.3) für die Abstände der wandnahen Knoten die Empfehlung  $\Delta x^+ = 100 \dots 600$ ,  $\Delta y^+ = 30 \dots 150$ ,  $\Delta z^+ = 100 \dots 300$ . Diese Werte werden für das hier verwendete LES-Gitter über den gesamten Zykluszeitraum an allen Wänden erfüllt (vgl. Abb. 4.17(b) für den  $y^+$ -Wert am Einlassventil in der Einlassphase). Für große Wandgebiete des Brennraums liegen die Werte mit  $y^+ \sim 5$  sogar in der Größenordnung, die für eine wandauflösende LES notwendig sind ( $\Delta x^+ = 50$ ,  $\Delta y^+ = 2$ ,  $\Delta z^+ = 15$ , vgl. Tabelle 3.3), wie es in Abbildung 4.17(a) für die  $y^+$ -Werte zu ausgewählten Zeitpunkten dargestellt ist.



**Abbildung 4.17:** Randschichtauflösung des LES-Gitters über  $y^+$ -Werte: (a) Brennraum zu ausgewählten Zeitpunkten; (b) Einlassventil zum Zeitpunkt 423°KW.

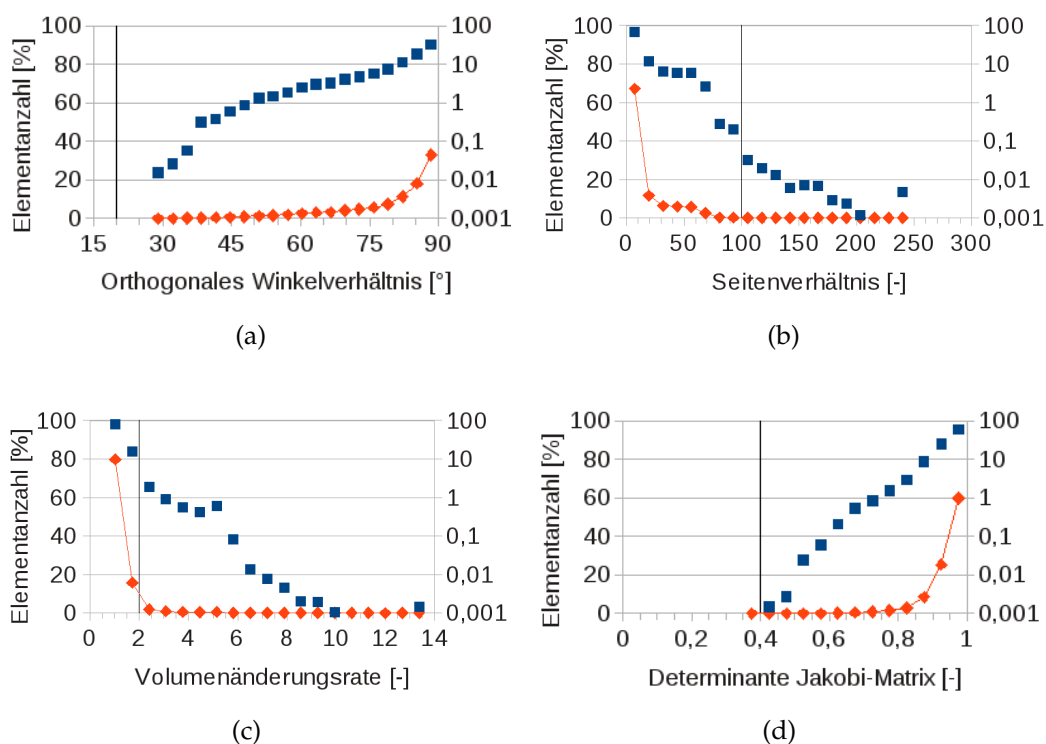
### Winkel, Seitenverhältnisse und Volumenänderungsrate

Die Gitter erfüllen als weitere Qualitätskriterien die minimale Winkelorthogonalität, maximale Seitenverhältnisse und maximale Volumenänderungsraten. Die Grenzwerte dieser Kriterien variieren je nach Verwendungszweck. So wurden die striktesten Grenzwerte während der Gittererstellung der Stützgitter (s. Abschnitt 4.3.3) gesetzt und orientieren sich an den Empfehlungen für ANSYS CFX [5].

Der Qualitätsgrenzwert für die Winkelorthogonalität beträgt dabei 20°, d.h. spitze innere Winkel eines Hexaederelements dürfen nicht kleiner als 20° und stumpfe Winkel nicht größer als 160° sein. Die Winkelorthogonalität wurde in der Phase der Stützgittererstellung für alle Hexaederelemente anhand von Histogrammen überprüft. Abbildung 4.18(a) zeigt das Histogramm für die Winkelorthogonalität eines RANS-Stützgitters zum Zeitpunkt 626°KW in der Mitte der Kompressionsphase. Zu diesem Zeitpunkt haben 90% aller Elemente eine Winkelorthogonalität >60° und der schlechteste Winkel liegt mit 27,5° deutlich über dem gesetzten Grenzwert von 20°.

Das Seitenverhältnis von längster zu kürzester Hexaederelementkantenlänge soll aus numerischen Gründen nicht größer als 100 für eine Rechnung mit einfacher bzw. 1000 mit doppelter Genauigkeit sein. Das Kriterium für doppelte Genauigkeit ist für RANS- und LES-Gitter überall, insbesondere in der Randschicht, und jederzeit erfüllt. Für eine LES-Simulation sollten die Seitenverhältnisse idealerweise auch bei Rechnung mit doppelter Genauigkeit deutlich unter der Grenze von 100 liegen. Abbildung 4.18(b) zeigt die Seitenverhältnisverteilung für das RANS-Stützgitter, das als Basis für das LES-Gitter dient, bei dem 99,9% aller Elemente ein besseres Seitenverhältnis als 100, 96% als 50 und 78% als 13 haben.

Der Grenzwert für die Änderung des Volumens benachbarter Hexaederelemente für die in ICEM CFD erstellten Gitter beträgt 2 (Abb. 4.18(c)), d.h. das Volumen eines benachbarten Elements darf höchstens doppelt bzw. halb so groß sein. Die Determinante

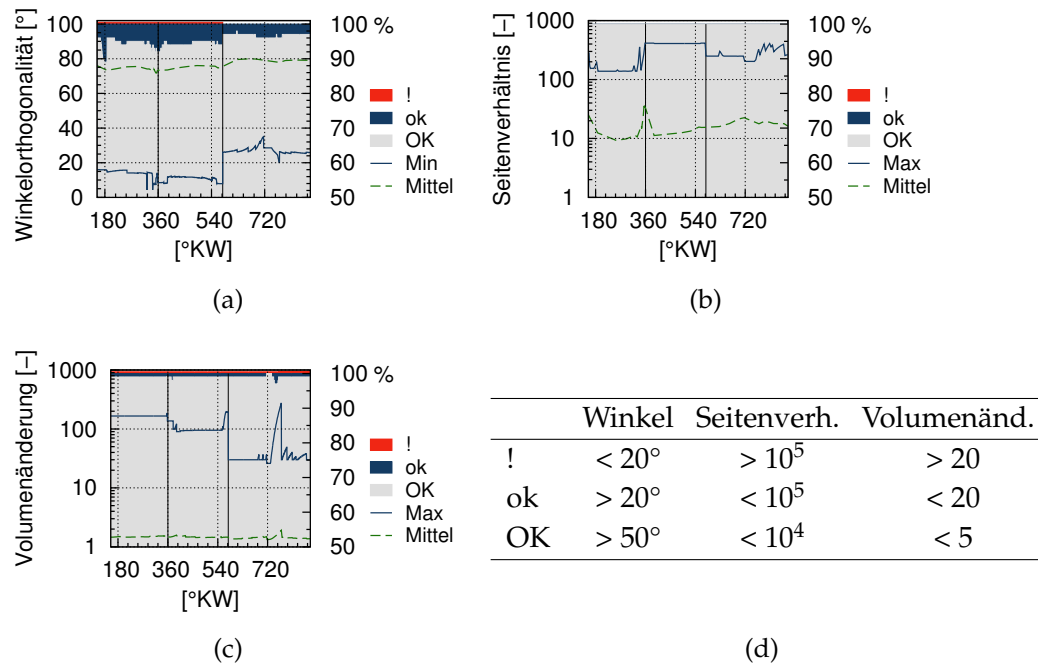


**Abbildung 4.18:** Histogramme der RANS-Gitterqualität für einen Zeitpunkt in der Mitte der Kompressionsphase (626°KW): Rote Symbole – linear (linke Achse), blaue Symbole – logarithmisch (rechte Achse), schwarze Linie – Qualitätsgrenzwert.

der Element-Jakobi-Matrix, die für degenerierte Elemente null und für Quader eins ist, liegt für alle Elemente über 0,4 (Abb. 4.18(d)). Teilweise ließen sich Abweichungen von den Qualitätsgrenzwerten aufgrund der komplexen Blockstrukturen nicht vermeiden. Die räumliche Verteilung und die Anzahl der Elemente, die davon betroffen sind, wurden bestmöglich reduziert.

Die Winkelorthogonalität und das Seitenverhältnis sind Teil der Abbruchkriterien für eine Neuvernetzung, die im nächsten Abschnitt 4.3.3 diskutiert wird. Die Grenzwerte der Abbruchkriterien, die in Tabelle 4.8 angegeben sind, sind schwächer definiert als die Werte, die für die Erstellung der Stützgitter verwendet wurden.

Ein dritter Verwendungszweck ist die Gitterqualität als Kriterium für die numerische Stabilität im ANSYS CFX Solver enthalten. Die Kriterien, deren Einordnung in die Kategorien *!*, *ok*, *OK* und deren Grenzwerte, die intern vom Löser überwacht werden, sind in der Tabelle in Abbildung 4.19(d) angegeben. Die Einordnung in die Kategorie *!* gilt als Warnung und Hinweis auf das Vorhandensein schlechter Elemente, führt aber nicht zwangsläufig zu einem Abbruch der Rechnung. Der Verlauf der minimalen bzw. maximalen Werte und der Mittelwerte der Qualitätskriterien Winkelorthogonalität, Seitenverhältnis und Volumenänderungsrate innerhalb eines Arbeitsspiels in der RANS-Simulation sind zusammen mit der Gitterstatistik des ANSYS CFX Solvers in Abbildung 4.19 dargestellt. Für den gesamten Zeitraum liegen über 95% aller Elemente über dem *OK*-Grenzwert. Die minimalen Werte der Winkelorthogonalität liegen im Bereich des Abbruchkriteriums für die Neuvernetzung (Abb. 4.19(a)).



**Abbildung 4.19:** ANSYS CFX Solver Gitterstatistik der RANS-Simulation: (a) Winkelorthogonalität; (b) Volumenänderungsrate; (c) Seitenverhältnis; (d) Gitterqualitätskriterien in der Ausgabedatei des ANSYS CFX Solvers.

### 4.3.3 Automatische Gittergenerierung über Skripte

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Erzeugung eines Rechengitters für alle Kolben- und Ventilhübe mithilfe von Skripten (programmiert als Bash- und ICEM Replay-Skripte) automatisiert. Der hohe Aufwand für die Erstellung der Skripte ist für diese Arbeit sinnvoll, da zum einen a priori die Zeitpunkte, zu denen eine Neuvernetzung – also die Verwendung eines neuen Stützgitters durch den Löser – notwendig ist, nicht bekannt waren. Zum anderen ermöglicht die Erzeugung der Gitter über Skripte eine flexible Anpassung von Gitterdetails, die automatisch für alle Gitter übernommen werden, womit eine manuelle Anpassung aller Stützgitter entfällt. Solche Änderungen ergaben sich insbesondere durch die Anforderungen an ein LES-Gitter, die anhand einer vorherigen RANS-Simulation ermittelt wurden (s. Abschnitt 4.3.4).

#### Gitterverzerrung

Die Kolben- und Ventilbewegungen führen in der Simulation zu einer Gitterverzerrung. Die dadurch innerhalb eines Zeitschritts entstehende Knotenverschiebung  $\mathbf{x}_{disp}$  wird in ANSYS CFX über eine Diffusionsgleichung

$$\nabla \cdot (\Gamma_{disp} \nabla \mathbf{x}_{disp}) = 0 \quad (4.9)$$

mit der Gittersteifheit  $\Gamma_{disp}$  berechnet [4]. Die Gittersteifheit kann global konstant oder in Abhängigkeit von Wandabstand oder Elementvolumen definiert werden, so dass Elemente in Wandnähe oder sehr kleine Elemente weniger verzerrt werden. Die Gitterdiffusionsgleichung muss zusätzlich zu den Strömungsgleichungen gelöst werden. Um

Rechenaufwand zu sparen, ist es sinnvoll, die Knotenverschiebung wenn möglich explizit vorzugeben. Im Brennraum erfolgt eine reine Stauchung bzw. Streckung der Hexaederelemente in Abhängigkeit vom Kolbenhub. In der Topfmulde, den Ventiltaschen und dem Feuersteg bewegen sich die Volumenelemente unverändert mit dem Kolben mit und in den Kanälen hinter den Ventilen erfolgt keinerlei Knotenbewegung. Mit diesen Vorgaben muss die Diffusionsgleichung nur in den Ventilbereichen in der Auslass- und Einlassphase zusätzlich gelöst werden.

In Abbildung 4.20 ist der Ablauf der Gitterdeformation und die Verwendung von Stützgittern innerhalb einer Rechnung schematisch dargestellt. In jedem Zeitschritt wird die Gitterqualität überprüft und sobald eines der Qualitätskriterien nicht mehr erfüllt ist, wird die Rechnung unterbrochen. Der Löser ruft externe Skripte auf, wobei zunächst überprüft wird, ob das notwendige Stützgitter bereits aus vorangegangenen Zyklusrechnungen vorhanden ist. Ist das nicht der Fall, wird für den aktuellen Zykluszeitpunkt ein neues Gitter erstellt. Auf das Stützgitter wird die Lösung des alten Gitters interpoliert und die Rechnung für die nächsten Zeitschritte damit fortgeführt. In Abbildung 4.21(a) und 4.21(b) ist für den Einlassventilspalt ein solches verzerrtes Gitter kurz vor einer Neuvernetzung bzw. das neu erstellte Gitter, auf das die Lösung interpoliert wird, dargestellt.

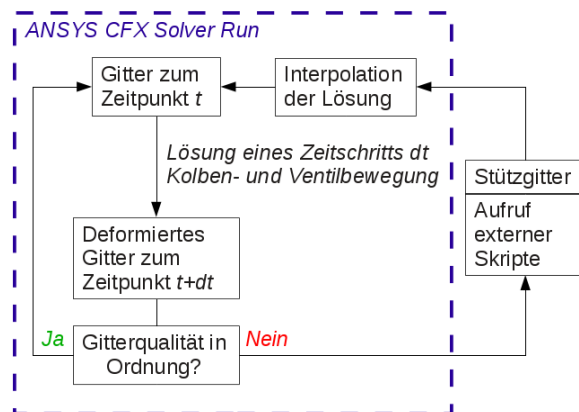


Abbildung 4.20: Ablauf der Neuvernetzung.

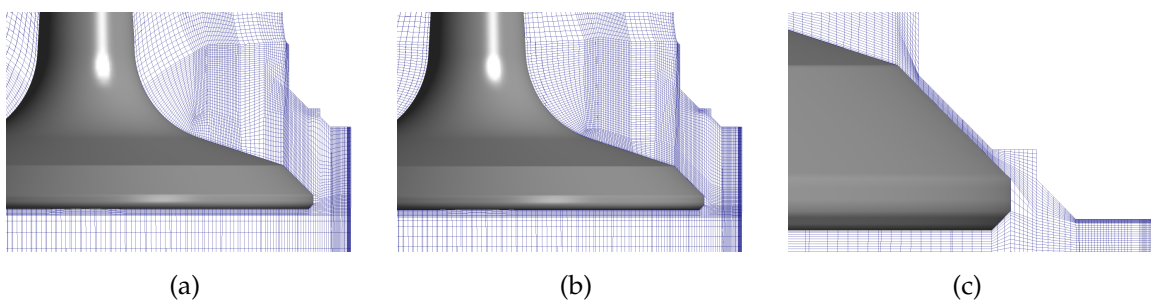


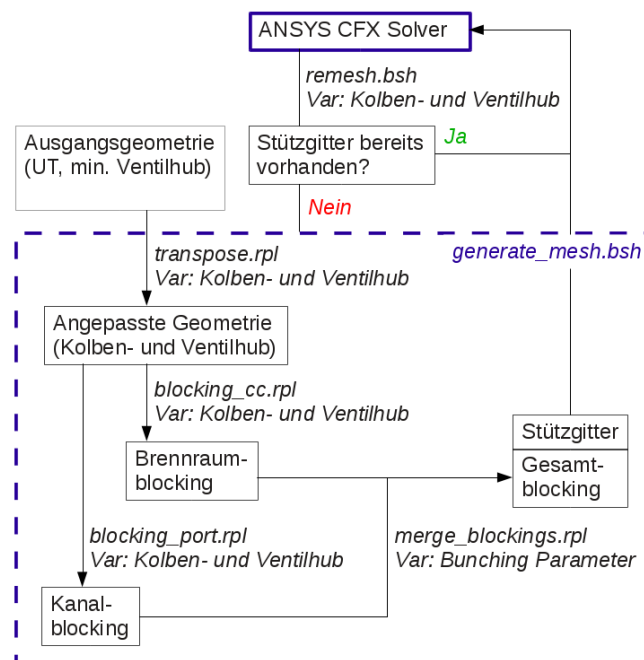
Abbildung 4.21: Gitterdetails im Einlassventilspalt: (a) Verzerrtes Gitter kurz vor einer Neuvernetzung (423°KW) und darauffolgendes neues Gitter (424°KW) (b); (c) Hohe Auflösung im Ventilspalt bei Minimalhub zum Zeitpunkt Einlassventil öffnet.

## Skripte

Für die Erzeugung eines neuen Gitters über Skripte werden hier für die drei Phasen verschiedene Strategien angewendet. Ausgangspunkt für die Ein- und Auslassphase ist die

Geometrie mit der Kolbenposition im unteren Totpunkt und den mit Minimalhub geöffneten Ventilen. Für die Kompressions- und Expansionsphase sind die Ventile geschlossen. Über ein Skript wird aus der laufenden Rechnung der aktuelle °KW-Zeitpunkt mit zugehörigem Kolben- und ggfs. Ventilhub gelesen (*remesh.bsh*) und die Ausgangsgeometrie entsprechend angepasst (*transpose.rpl*).

In der Auslassphase wird ein Blocking für den Brennraum (*blocking\_cc.rpl*) und ein weiteres Blocking für den Auslasskanal mit Auslassventil (*blocking\_port.rpl*) erzeugt. Die Einzelblockings werden in dieser Phase über ein weiteres Skript (*merge\_blockings.rpl*) zu einem Gesamtblocking zusammengefügt. In diesem Schritt werden verschiedene Gitterparameter (*Bunching Parameter*) gesetzt, die anhand der ausgelesenen Variablen bestimmt werden. Dazu zählen beispielsweise die Elementanzahl über die Brennraum- oder Ventilsplathöhe oder die Knotenverteilung entlang der Blockgrenzen. In Abbildung 4.22 ist der Ablauf der Strategie für die Auslassphase dargestellt.



**Abbildung 4.22:** Automatisierter Ablauf der Neuvernetzung und Gittererstellung über Skripte für die Auslassphase.

Für die Einlassphase wird aufgrund der komplexen Schneckenengeometrie des Einlasskanals eine andere Herangehensweise verwendet. Dabei wird ein Gesamtblocking der Ausgangsgeometrie, also Brennraum und Einlasskanal mit Einlassventil, auf die modifizierte Geometrie mit aktuellem Kolben- und Ventilhub projiziert. Die Gitterparameter werden danach entsprechend angepasst.

Für die Kompressions- und Expansionsphase wird für die modifizierte Brennraumgeometrie ein Blocking erzeugt. Aus den so für die drei Topologien erzeugten Gesamtblockings wird das neue Stützgitter für die Verwendung im Löser generiert.



### Gitter innerhalb eines Zyklus

Die Anzahl der Hexaederelemente variiert innerhalb eines Zyklus in Abhängigkeit von Kolben- und Ventilhub. Die maximale Anzahl liegt gegen Ende der Einlassphase für die RANS-Simulation bei 4,4 Mio Knoten und für die LES bei 6,5 Mio Knoten. Die minimale Knotenanzahl ist für beide Simulationen mit 1,2 Mio im ZOT gleich. Die Knotenanzahl der LES beträgt in der Auslassphase das Anderthalbfache und in der Einlassphase das Doppelte des RANS-Gitters. Die Sprünge im Verlauf der Knotenanzahl in Abbildung 4.23 entsprechen der Verwendung eines neuen Stützgitters, das entweder durch einen Topologiewechsel oder durch die Verletzung eines Gitterqualitätskriteriums notwendig wurde. Die in dieser Arbeit für die RANS-Simulation und LES verwendeten Abbruchkriterien waren hauptsächlich das Seitenverhältnis und die Winkelorthogonalität der Hexaederelemente und sind zusammen mit zusätzlichen Kriterien in Tabelle 4.8 für die drei Simulationsphasen *Einlass*, *Auslass* und *geschlossene Ventile* angegeben.

In Abbildung 4.24 sind die Zeitpunkte einer Neuvernetzung anhand der Sprünge des relativen Kolbenhubs (bezogen auf die Kolbenposition des Ausgangsstützgitters) zusammen mit der jeweiligen Abbruchbedingung (Symbole, Erläuterung in Tabelle 4.8) sichtbar. Insgesamt werden für einen Zyklus zusammen mit den Phasenstartgittern 29 Stützgitter verwendet mit durchschnittlich 6 Neuvernetzungen pro 180°KW-Hub.

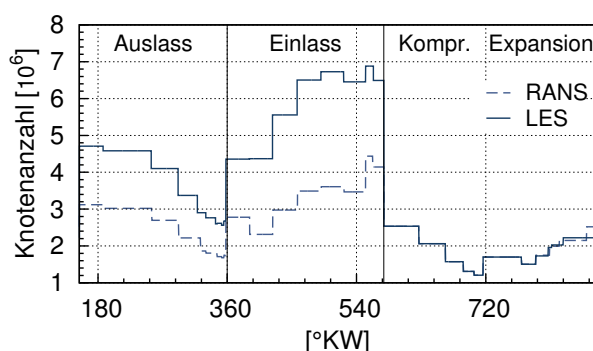


Abbildung 4.23: Knotenanzahl innerhalb eines Zyklus für RANS und LES.

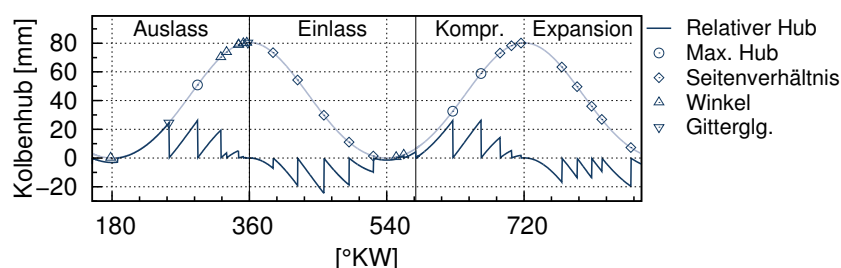


Abbildung 4.24: Zeitpunkte der Neuvernetzung und ursächliches Qualitätskriterium (Symbole, Erläuterung in Tabelle 4.8).

Phase	Abbruchbedingung	Symbol in Abb. 4.24
Alle Phasen	Seitenverhältnis: $ \Delta Kolbenhub  > 26 \text{ mm}$	(○)
Auslass	Seitenverhältnis: Stauchung der Brennraumelemente $> 3$	(◇)
	Winkelorthogonalität aller Elemente $< 9^\circ$	(△)
	Knotenverschiebung $x_{disp}$ im Auslasskanal größer als am Ventilschaft als Indiz für Instabilität der Lösung der Gitterdiffusionsgleichung (▽)	
Einlass	Seitenverhältnis: Streckung der Brennraumelemente $> 3,3$	(◇)
	Winkelorthogonalität aller Elemente $< 9^\circ$	(△)
Kompression	Maximales Seitenverhältnis der Brennraumelemente $> 130$	(◇)
& Expansion	Minimales Seitenverhältnis der Brennraumelemente $> 25$	(◇)
	Winkelorthogonalität aller Elemente $< 12^\circ$	(△)

**Tabelle 4.8:** Abbruchbedingungen für die Verwendung eines neuen Stützgitters in Abhängigkeit von der Gitterqualität für die drei Simulationsphasen.

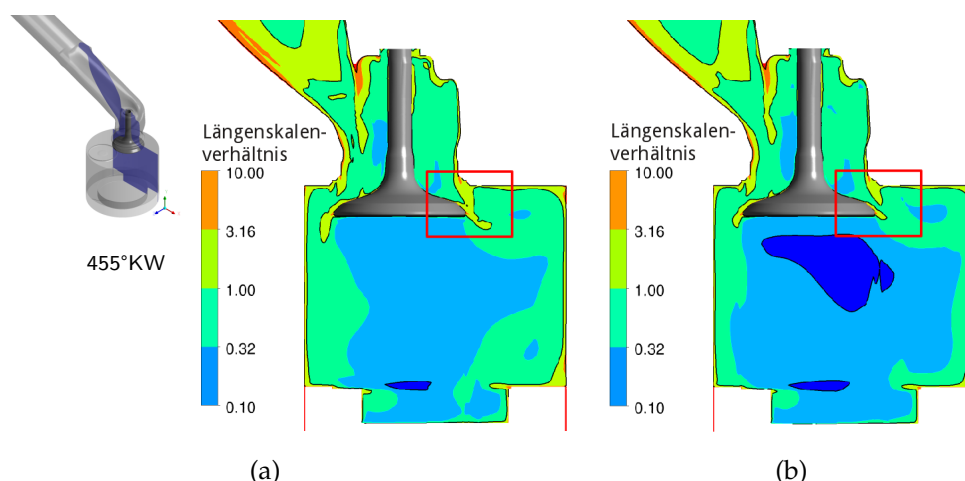
#### 4.3.4 LES-Gitteranforderungen auf Basis der RANS-Simulation

Ziel der LES ist es, die Wirbelstrukturen, die 80% der turbulenten kinetischen Energie enthalten, direkt zu lösen, d.h. mit dem verwendeten Gitter aufzulösen, und nur für die universellen kleinskaligen Anteile unterhalb der Gitterweite  $h$  ein Feinstrukturmodell zu verwenden, siehe Abschnitt 3.2. Das Modellspektrum in Abbildung 2.1 zeigt, dass mindestens die turbulenten Längenskalen  $L$  aufgelöst werden müssen um dieses Ziel zu erreichen. Ein Kriterium um a priori die Gitteranforderungen für die LES zu bestimmen ergibt sich damit zu

$$\frac{c_{les}h}{L} \begin{cases} < 1 & \text{turbulente Längen werden aufgelöst} \\ > 1 & \text{turbulente Längen werden nicht aufgelöst} \end{cases}, \quad (4.10)$$

wobei die turbulente Länge  $L = k^{3/2}/\varepsilon$  mit der turbulenten kinetischen Energie  $k$  und der Dissipation  $\varepsilon$  der RANS-Simulation berechnet wird. Die Konstante  $c_{les}$  stellt den Zusammenhang zwischen Gitterweite  $h$  und LES-Filterweite  $\Delta$  her, und wurde hier auf 0,5 gesetzt (vgl. Diskussion aus Abschnitt 3.2.3). Die Abschätzung aus (4.10) wird auch in der Umschaltfunktion  $\sigma$  zwischen den SST-RANS- und den LES-Modellgleichungen der Detached Eddy Simulation verwendet (siehe Abschnitt 3.3.1). In Abbildung 4.25(a) ist das Längenskalenverhältnis berechnet mit den RANS-Simulationsergebnissen nach (4.10) in einer vertikalen Ventilschnittebene bei maximal geöffnetem Einlassventil zum Zeitpunkt 455°KW dargestellt. Es ist zu sehen, dass es im Ventilspalt einen Bereich gibt (rote Umrandung), in dem aufgrund des sehr hohen Turbulenzgrades das Längenskalenverhältnis größer als eins ist. Das bedeutet, dass die turbulenten Längenskalen nicht aufgelöst werden, da sie unterhalb der Gitterweite liegen. In diesem Bereich ist eine Gitterverfeinerung notwendig, um das Kriterium (4.10) zu erfüllen. Wird das Ergebnis der RANS-Simulation auf ein verfeinertes Gitter interpoliert (Abb. 4.25(b)), kann anhand des veränderten Längenskalenverhältnisses abgeschätzt werden, ob die Gitterverfeinerung ausreichend für die Auflösung der großen turbulenten Wirbelstrukturen ist.





**Abbildung 4.25:** Längenskalenverhältnis in der Einlassphase basierend auf den RANS-Ergebnissen: (a) In der RANS-Simulation verwendetes Gitter; (b) Interpolation der RANS-Ergebnisse auf ein für die LES verfeinertes Gitter.

### Globale Skalierung des RANS-Gitters

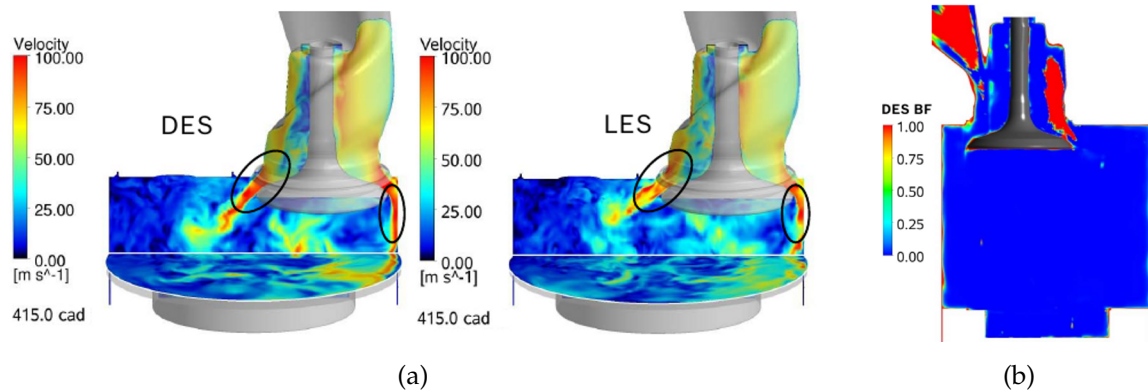
Anhand des oben genannten Kriteriums wurde das Basis-RANS-Gitter in der Auslassphase global mit dem Faktor 1,5 und in der Einlassphase, in der die höchsten Geschwindigkeitsbeträge im Ventilspalt auftreten, mit dem Faktor 2 skaliert. Eine globale Skalierung – im Gegensatz zu einer lokalen Verfeinerung beispielsweise im Ventilspalt – ist für das hier verwendete Hexaedergitter notwendig, da die lokale Verfeinerung zu einer deutlichen Verschlechterung der Gitterqualität in anderen Bereichen des Gitters führt. Die globale Skalierung behält im Gegensatz dazu die globale Gitterqualität bei. Das Verhältnis der Knotenanzahl des RANS-Gitters zum LES-Gitter für die drei Simulationsphasen wird in Abbildung 4.23 deutlich.

Die Gitteranforderung anhand des Längenskalenverhältnisses lässt sich vor der Durchführung der LES-Rechnung bestimmen. Ob die eigentliche Anforderung, dass die Wirbelstrukturen, die 80% der turbulenten kinetischen Energie enthalten, aufgelöst werden, erfüllt wurde, muss a posteriori überprüft werden und wird für die hier durchgeführte LES in Abschnitt 5.3.5 diskutiert.

## 4.4 Test alternativer skalenauflösender Turbulenzmodelle

### DDES-SST

Das in dieser Arbeit verwendete Turbulenzmodell ist die Large Eddy Simulation mit dem WALE Feinstrukturmodell. Wie bereits diskutiert, ist gerade für komplexe Geometrien, in denen nicht alle Gebiete, insbesondere Wandschichten, ausreichend fein aufgelöst werden können, die Wahl eines hybriden LES-Modells (Abschnitt 3.3.1) sinnvoll. In einer Testrechnung wurde mit dem bereits für eine LES-Simulation skalierten Git-



**Abbildung 4.26:** (a) Einlassströmung zum Zeitpunkt 415°KW (halb geöffnetes EV) berechnet mit DES und LES; (b) DES-Gewichtungsfunktion  $\sigma_{des}$  zum Zeitpunkt 455°KW (max. geöffnetes EV).

ter das in ANSYS CFX enthaltene DDES-SST<sup>8</sup> Modell verwendet. In diesem Modell wird anhand der Umschaltfunktion  $\sigma_{des}$  (Gleichung (A.5)) zwischen den RANS- und LES-Gleichungen umgeschaltet. Bereits die Diskussion der Gitterauflösung anhand des Längenskalenverhältnisses hat gezeigt, dass insbesondere in der Einlassphase die hohen Geschwindigkeiten im Ventilschlitz dazu führen, dass die turbulenten Längenskalen nicht ausreichend aufgelöst werden können (vgl. Abb. 4.25). Dieses Verhältnis ist, zusammen mit der CFL-Zahl und anderen Größen, in der Umschaltfunktion  $\sigma_{des}$  enthalten. Die Darstellung dieser Funktion in Abbildung 4.26(b) zeigt, dass auch bei maximal geöffnetem Einlassventil der Bereich im Ventilschlitz und zusätzlich ein großer Bereich im Einlasskanal nahe des Ventilschaftes mit RANS berechnet wird. Abbildung 4.26(a) vergleicht das mit DES erhaltene Geschwindigkeitsfeld mit dem in der LES berechneten. Deutlich ist zu erkennen, dass im Ventilschlitz und im Einlassstrahl mit der DES wesentlich geringere Fluktuationen – und damit Turbulenz – berechnet werden als in der LES. Damit führt das Umschalten zwischen LES und RANS zu einer unphysikalischen Strömungsdämpfung, die wesentlichen Einfluss auf die entstehende Turbulenz hat.

Diese Untersuchung unterstützt die Entscheidung für eine reine LES-Berechnung, obwohl das RANS-Längenskalenverhältnis auf eine VLES<sup>9</sup> im Ventilschlitz bei sich öffnendem und schließendem Ventil deutet. Der dadurch entstehende Fehler ist jedoch geringer (dämpfend) als der durch die Umschaltung zum RANS-Modell entstehende.

## Zonales LES

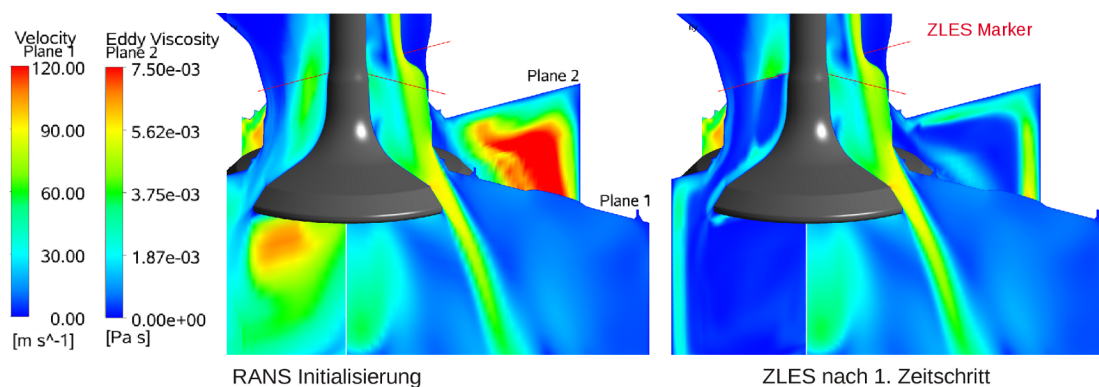
Die zonale LES steht in ANSYS CFX 13.0 als sogenanntes *Hidden  $\beta$ -Feature* zur Verfügung [57]. Dabei wird das Umschalten zwischen einem RANS- und einem LES-Modell nicht wie bei der DES über eine Umschaltfunktion bestimmt, sondern über ein vom Nutzer vorgegebenes LES-Gebiet in der Geometrie festgelegt. Die in der RANS vollständig modellierte turbulente kinetische Energie  $k$  wird über einen *Harmonic Flow Ge-*

<sup>8</sup> DDES – Delayed Detached Eddy Simulation, SST – basierend auf dem SST-RANS-Modell

<sup>9</sup> VLES – Very Large Eddy Simulation

erator in aufgelöste Geschwindigkeitsfluktuationen  $u'$  und in den in einer LES modellierten Anteil der SGS-TKE  $k_r$  umgewandelt. In der durchgeführten Testrechnung der Einlassphase wurde der gesamte Einlasskanal bis ca. 10 mm oberhalb des Ventilsitzes mithilfe der zusätzlichen Variable *ZLES Marker* als RANS-Gebiet und der Brennraum als LES-Gebiet definiert. Bereits nach einem Zeitschritt sind die beiden Gebiete anhand der Modellviskositätswerte (hoch – RANS, niedrig – LES, Abb. 4.27) zu unterscheiden.

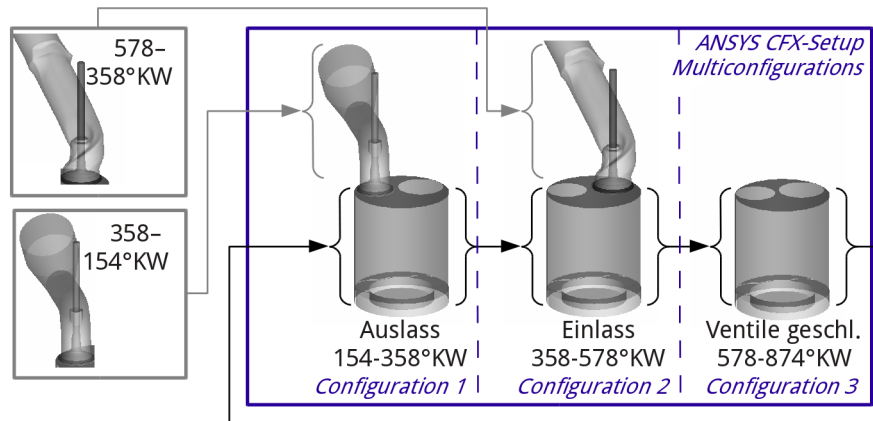
Die numerische Studie zeigt das Potenzial dieses Ansatzes, da der sehr lange Einlasskanal mit der RANS-Methode berechnet und damit entsprechend gröber aufgelöst werden kann. Die Zeitschrittweite wird durch das LES-Gebiet vorgegeben, so dass sich für die Rechenzeit hierüber kein Einsparpotenzial ergibt. Die Wirkungsweise des *Harmonic Flow Generator* auf die Ausprägung der turbulenten Strukturen zu untersuchen, hätte weiterer umfangreicher Studien bedurft. Aus diesem Grund und da es sich um eine Modellimplementierung im  $\beta$ -Stadium handelt, wurde dieser Ansatz nicht weiter verfolgt.



**Abbildung 4.27:** Umwandlung der turbulenten Viskosität  $\mu_t$  (vertikale Ebene Plane 2) bei Rechnung mit dem Zonalen LES-Modell (Zeitpunkt 415°KW, halb geöffnetes EV).

## 4.5 Konfiguration der Rechnung in ANSYS CFX

In diesem Abschnitt werden die restlichen Details der Rechnungskonfiguration, die Wahl der Zeitschrittweite und die Initialisierung, insbesondere der LES-Rechnungen, dargestellt. Die Rechnungen wurden mit dem ANSYS CFX 13.0-Löser durchgeführt. Dabei entsprach die Konfiguration einer Rechnung einem kompletten Arbeitsspiel, das wiederum aus den drei Phasen *Auslass*, *Einlass* und *Ventile geschlossen* mit jeweils unterschiedlicher Gittertopologie besteht, Abbildung 4.28. Zu Beginn einer Phase liegt die Brennrauminnenströmung entweder aus der Initialisierung (für *Auslass*) oder der Vorgängerphase (für *Einlass*, *Ventile geschlossen*) vor. Die Kanalströmung in den Phasen *Auslass* und *Einlass* stammt jeweils aus separat durchgeführten Rechnungen der Kanäle für die Zeiträume, in denen die Ventile geschlossen sind. Zur Berechnung eines Folgezyklus wird das Ergebnis des Vorgängerzyklus als Initialisierung verwendet. Dieses Setup wurde in ANSYS CFX Pre mit dem sogenannten *Multiconfigurations*-Setup umgesetzt, mit dem der aufeinanderfolgende Ablauf mehrerer Konfigurationen gesteuert werden kann.



**Abbildung 4.28:** Multiconfigurations-Setup und Initialisierungen der Zyklus-Rechnung in ANSYS CFX mit den drei aufeinanderfolgenden Phasen *Auslass*, *Einlass* und *Ventile geschlossen*.

### 4.5.1 Wahl der Zeitschrittweite

Analog zur a priori Abschätzung der LES-Gitterweite, ist es möglich, vor der eigentlichen LES-Rechnung die notwendigen Zeitschrittweiten  $\Delta t$  anhand der LES-CFL<sup>10</sup>-Bedingung [4, 22]

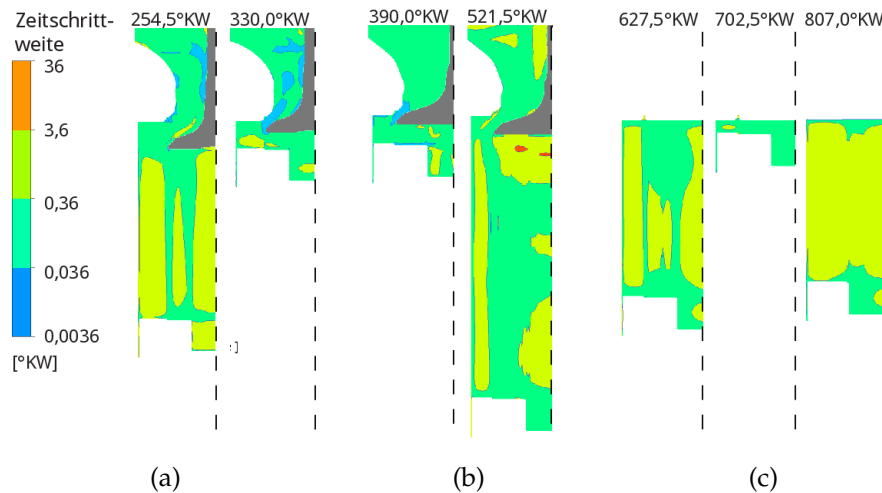
$$CFL = \frac{u \Delta t}{\Delta x} \leq 1 \quad (4.11)$$

abzuschätzen. Für die hier durchgeführte LES wird ein implizites Zeitschrittverfahren verwendet, wodurch die Rechnung auch bei höheren CFL-Zahlen stabil läuft [41]. Die Verwendung von größeren CFL-Zahlen führt jedoch zu einer Reduzierung der Modellordnung der örtlichen Diskretisierungsverfahren, und sollte nach [22] für eine optimale Ordnung des Verfahrens kleiner oder gleich 1 und mindestens kleiner 10 sein. Für die Abschätzung der Zeitschrittweite wird aus diesem Grund eine CFL-Zahl von 1 verwendet und die CFL-Bedingung (4.11) nach der Zeitschrittweite  $\Delta t$  umgestellt, die sich dann mit der Gitterweite  $\Delta x$  des (bereits erstellten) LES-Gitters und der Geschwindigkeit  $u$  aus der RANS-Lösung für jeden Knotenpunkt berechnen lässt. Dabei sind die kleinsten auftretenden Werte ausschlaggebend für die global zu verwendende Zeitschrittweite.

In Abbildung 4.29 ist die über die CFL-Bedingung (4.11) mit den RANS-Ergebnissen, die auf das LES-Gitter interpoliert wurden, berechnete Zeitschrittweite in vertikalen Schnittebenen zu ausgewählten Zeitpunkten für die drei Simulationsphasen dargestellt. Als erste Abschätzung aus den Brennraummittelwerten ergibt sich eine Zeitschrittweite von  $\approx 0,3^\circ\text{KW}$  in der Auslass-,  $\approx 0,1^\circ\text{KW}$  in der Einlass- und  $\approx 0,5^\circ\text{KW}$  in der Kompressions- und Expansionsphase. In einer anschließend durchgeführten LES-Testrechnung zeigte sich jedoch, dass mit diesen zu groß abgeschätzten Zeitschrittweiten zum einen die angestrebte CFL-Zahl von 1 nicht erreicht wird und zum anderen Konvergenzprobleme auftreten.

Die Überprüfung der CFL-Zahlen in den LES-Testrechnungen liefert die in der Tabelle in Abbildung 4.30(a) angegebenen deutlich kleineren Zeitschrittweiten. Diese wurden

<sup>10</sup> CFL – Courant-Friedrichs-Lewy

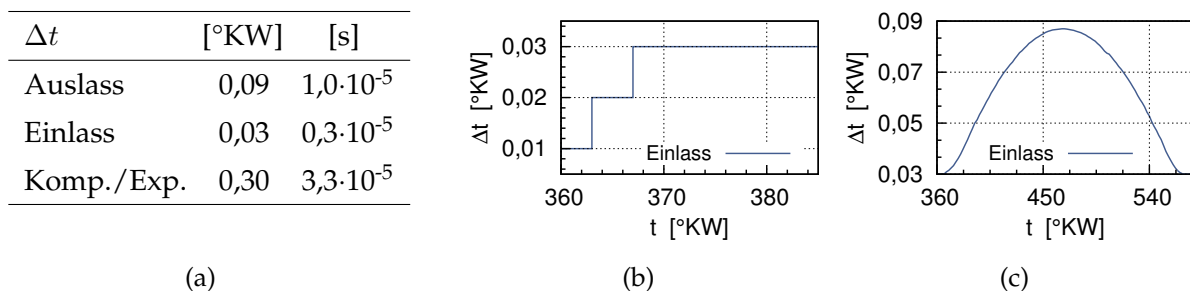


**Abbildung 4.29:** Abschätzung der LES-Zeitschrittweite auf Basis der RANS-Ergebnisse über die CFL-Bedingung: (a) Auslassphase; (b) Einlassphase; (c) Kompressions- und Expansionsphase. (Vertikale Ebenen durch Auslassventil-, Einlassventil- bzw. Brennraummitte).

für die restlichen LES-Rechnungen verwendet. Um die in der Rechnungskonfiguration gesetzten Konvergenzkriterien mit einem Grenzwert von  $10^{-4}$  für die RMS-Residuen (vgl. Abschnitt 4.6) zu erreichen, ist zu Beginn jeder Phase mit einer jeweils noch kleineren Zeitschrittweite zu rechnen, die im Laufe der ersten Zeitschritte auf die Zielzeitschrittweite angehoben wird (Abb. 4.30(b)). Die sehr feine Zeitschrittweite von  $0,03^\circ\text{KW}$  in der Einlassphase ist vor allem wegen der hohen Geschwindigkeiten im Einlassventilspalt notwendig. Die Geschwindigkeiten sind bei sich gerade öffnendem und schließendem Ventil mit  $\approx 120 \text{ m/s}$  (Abb. 5.9) am höchsten und nehmen bei maximalem Ventilhub ab ( $\approx 50 \text{ m/s}$ , Abb. 5.11). Dies rechtfertigt eine Erhöhung der Zeitschrittweite auf  $0,09^\circ\text{KW}$  in Abhängigkeit vom Ventilhub  $s_v$  (Abb. 4.30(c))

$$\Delta t_{\text{Einlass}}(\theta) = 0,03^\circ\text{KW} + \frac{s_v(\theta)}{s_{v,\max}} \cdot 0,06^\circ\text{KW} . \quad (4.12)$$

Durch diese ventilhubabhängige Zeitschrittweite in der Einlassphase kann eine deutliche Rechenzeiteinsparung erreicht werden (vgl. Abschnitt 4.6).



**Abbildung 4.30:** Details der Zeitschrittweitensteuerung: (a) (Grund)Zeitschrittweiten der drei Phasen; (b) Zeitschrittweitenrampe zu Beginn der Einlassphase; (c) Zeitschrittweite in der Einlassphase in Abhängigkeit vom Ventilhub (4.12).

## 4.5.2 Initialisierung

### RANS-Simulation

Zu Beginn des ersten Arbeitsspiels der RANS-Simulation wurde das Strömungsgebiet bestehend aus Brennraum und Auslasskanal mit einem künstlichen Strömungsfeld initialisiert. Für die Brennrauminitialisierung ist die Vorgabe eines Festkörperwirbels möglich, wobei die Winkelgeschwindigkeiten aus Messungen der Drallzahl am Blasprüfstand oder aus einer 1D-Systemsimulation übernommen werden. Die Strömung im Auslasskanal kann parallel zu den Kanalwänden mit der über den gemessenen Massenstrom bekannten Geschwindigkeit am Auslass vorgegeben werden. Als Druck wird global der zum Zeitpunkt *Auslassventil öffnet* gemessene Zylinderinnendruck vorgegeben. Die Vorgabe eines global gleichen Druckes für Brennraum- und Auslasskanal ermöglicht eine bessere Startkonvergenz. Die alternative Vorgabe des gemessenen Zylinderinnendruckes im Brennraum und des gemessenen Auslasskanaldruckes im Auslasskanal hätte einen Drucksprung im Ventilbereich zur Folge, der zusammen mit der künstlichen Strömungsinitialisierung zu Startkonvergenzproblemen führen könnte. Zusätzlich wird die Temperatur über die am Auslass gemessene Lufttemperatur initialisiert und ein niedriger Turbulenzgrad<sup>11</sup> vorgegeben.

Die Rechnung eines Arbeitsspiels mit der Auslassphase zu beginnen hat den Vorteil, dass der Einfluss der künstlichen Initialisierung in der Kompressions- und Expansionsphase bereits verringert ist. Es hat sich hier allerdings gezeigt, dass dieser Einfluss noch nicht vernachlässigbar ist (vgl. Diskussion in Abschnitt 4.2.5). Bei Rechnung von mindestens drei aufeinanderfolgenden RANS-Zyklen ist auch eine einfache Initialisierung mit global konstanter Geschwindigkeit in Brennraum und Auslasskanal anstatt einer Drallinitialisierung möglich.

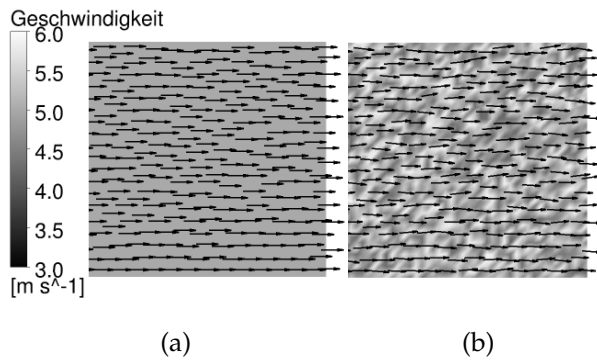
### Large Eddy Simulation

Für die Initialisierung der Large Eddy Simulation werden Geschwindigkeiten, Druck und Temperatur des in der RANS-Simulation berechneten Strömungsfeldes verwendet. Das Reynolds-gemittelte Geschwindigkeitsfeld  $\langle u \rangle$  wird zusätzlich, wie in Abbildung 4.31 dargestellt, mit Fluktuationen überlagert, die die Berechnung der ungefilterten Strömungsfluktuationen in den ersten LES-Zeitschritten beschleunigen sollen. Die Größenordnung der überlagerten Fluktuationen (z.B. 10% der mittleren Geschwindigkeit) wird in der ANSYS CFX-Rechnungskonfiguration in Form der RMS-Geschwindigkeit  $u_{rms}$  vorgegeben [4]

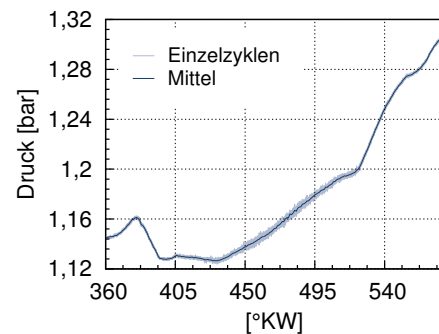
$$u_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - \langle u \rangle)^2} . \quad (4.13)$$

<sup>11</sup> ANSYS CFX: Low Intensity (1%)





**Abbildung 4.31:** Geschwindigkeitsfeld der LES-Initialisierung ohne (a) und mit überlagerten (b) Fluktuationen.



**Abbildung 4.32:** Geringe Zyklus-Schwankungsbreite des Einlassdruckes.

### Initialisierung der Kanäle

Wie in Abbildung 4.28 dargestellt, werden die Kanäle bei Topologiewechsel mit dem Ergebnis einer separat durchgeführten Kanalrechnung initialisiert. Eine Kanalrechnung umfasst den Zeitraum ab dem geschlossenen bis zum wieder öffnenden Ventil (z.B. für den Einlasskanal EVs–EVö: 578–874°KW, 154–358°KW). Für die RANS-Simulation ist jeweils eine Kanalrechnung ausreichend, die für alle aufeinanderfolgenden RANS-Zyklen als Initialisierung verwendet wird.

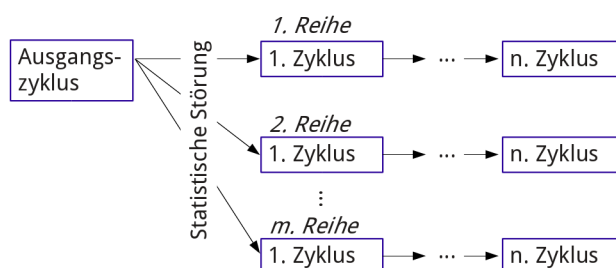
Für die Large Eddy Simulation ist ebenfalls eine Kanalrechnung ausreichend, da hier ausgehend von den sehr geringen Schwankungen der im Experiment gemessenen Drücke im Kanal, auch die Strömung im Kanal keine Zyklusschwankungen aufweisen wird. In Abbildung 4.32 sind die gemessenen zeitaufgelösten Drücke im Einlasskanal an Messposition 2 (Abb. 4.5) von 50 Einzelzyklen, die in der Mitte der Einlassphase eine maximale Schwankungsbreite von 5% aufweisen, dargestellt. Diese Abweichung verschwindet bei Umrechnung der Druck- in Massenströmeinlassrandbedingungen mithilfe der 1D-Systemsimulation vollständig, so dass de facto nur *eine* Massenströmeinlassrandbedingung zur Verfügung steht. Auch die alternative Vorgabe des nahezu konstanten Einlassdruckes als Einlassrandbedingung würde bei dem hier für die Geschwindigkeit verwendeten Blockprofil zu keiner signifikanten Änderung in der Lösung der Kanal-LES führen. Zusammengefasst ist die Verwendung eines einzigen Kanalströmungsprofils für die Kanalinitialisierung mehrerer aufeinanderfolgender LES-Zyklen gerechtfertigt.

### 4.5.3 Zyklusreihenparallele Simulation

Mit dem hier verwendeten Gitter und einer Zeitschrittweite, die die LES-CFL-Bedingung (4.11) erfüllt, beträgt die Dauer eines über eine Volumenpartition auf 50 CPU berechneten Zyklus zwischen 20 und 30 Tagen. Für die statistische Auswertung der LES-Ergebnisse, z.B. Reynolds-Mittel oder turbulente kinetische Energie, müssen mehrere Zyklen berechnet werden. Bereits für die Mindestanforderung von 10 Zyklen [24]

ist eine rein sequentielle Berechnung damit zu zeitaufwendig. Es gibt unterschiedliche Ansätze die Gesamtrechnenzeit zu reduzieren. Ein solcher Ansatz ist die Einzelzyklen-Strategie, bei der nicht vollständige aufeinanderfolgende Zyklen berechnet werden, sondern nur Teilbereiche von Einzelzyklen, z.B. die Einlass- und Kompressionsphase. Um statistisch unabhängige Ergebnisse zu erhalten, werden die Einzelzyklen basierend auf experimentellen oder POD-Daten initialisiert. In [21] wurde jedoch gezeigt, dass die Ergebnisse sehr stark von der jeweiligen Initialisierung abhängen und damit eine statistische Unabhängigkeit schwer zu realisieren ist.

Ein erfolgsversprechenderer Ansatz, die Gesamtrechnenzeit zu reduzieren, ist die parallele Berechnung von mehreren Zyklenreihen, wie er in [34] verwendet wird und der für die hier durchgeführte Simulation als Grundlage dient. Bei der zyklensreihenparallelen Simulation werden mehrere Zyklen, die mit der Lösung eines Ausgangszyklus initialisiert wurden, gleichzeitig berechnet. Diese bilden die Reihenstartzyklen, von denen ausgehend sequentiell weitere Zyklen berechnet werden (Abb. 4.33). Um eine statistisch unabhängige Lösung dieser Zyklenreihen zu erhalten, ist eine statistische Störung der ersten Reihenzyklen notwendig. Eine Möglichkeit, eine solche Störung zu erhalten, ist es, das für die Initialisierung verwendete Strömungsfeld mit zusätzlichen künstlichen Fluktuationen zu überlagern [52, 53]. Die Verwendung von unterschiedlichen Einlassrandbedingungen für die Reihenstartzyklen [34], ist eine weitere Variante, eine statistische Störung zu erhalten.



**Abbildung 4.33:** Prinzip der zyklensreihenparallelen Simulation.

Für die in dieser Arbeit durchgeführte Simulation wurde eine statistisch unabhängige Zyklenreihenberechnung erzeugt, indem jeweils unterschiedliche Einlassrandbedingungen, variiert aus den Massenstrom- und Druckrandbedingungen, für die Reihenstartzyklen verwendet wurden (siehe dazu 4.6 und Abbildung 4.36). Zusätzlich wurde die Initialisierung zum Zeitpunkt *Auslassventil öffnet* mit Fluktuationen über den in ANSYS CFX enthaltenen Ansatz (4.13) überlagert.

In Abbildung 4.34 sind Geschwindigkeitsbeträge der Reihenstartzyklen als Profil entlang einer horizontalen Linie 40 mm unterhalb des Zylinderkopfes zum Zeitpunkt 631°KW in der Mitte der Kompressionsphase dargestellt. Zusätzlich ist der Mittelwert und Varianzbereich anhand der doppelten Standardabweichung, jeweils berechnet aus allen LES-Zyklen und den experimentellen Messungen, abgebildet. Es ist zu sehen, dass das Ziel von unabhängigen Berechnungen erreicht wurde. Die dargestellten Strömungsprofile zeigen deutlich die sich im Brennraum ausbildende Drallströmung und passen gut zu den im Experiment ermittelten Mittelwerten und Standardabweichungen. Es

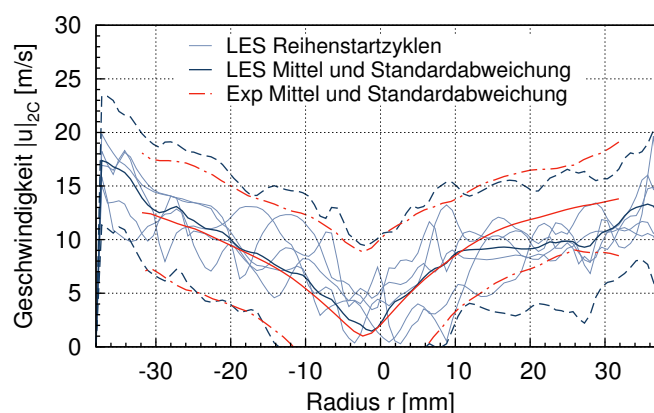


sei hier bereits auf ein Detail der Auswertung hingewiesen: Um die Vergleichbarkeit der LES-Ergebnisse zu den experimentellen Daten zu ermöglichen, wurde der im Strömungsprofil dargestellte Geschwindigkeitsbetrag  $|u|_{2C}$  mit den beiden Komponenten (statt drei) berechnet, die auch im Experiment innerhalb der horizontalen Messebene zur Verfügung standen (siehe auch Abschnitt 5.2).

### Zyklenanzahl für statistische Auswertung

In [34] wird dargelegt, dass für die Auswertung erster und zweiter Momente 25 bzw. 50 Zyklen notwendig sind. Die Berechnung von 10 Zyklen ist für die Auswertung von Mittelwerten nach [24] noch angemessen, für die Standardabweichung aber nicht mehr ausreichend. In dieser Arbeit stehen insgesamt 11 Zyklen für die statistische Auswertung zur Verfügung. Die Mittelwerte können damit gut wiedergegeben werden, wie bereits in Abbildung 4.34 (durchgehende dunkelblaue Linie) zu sehen ist. Für die Auswertung zweiter Momente, z.B. der turbulenten kinetischen Energie oder der Standardabweichung, ist diese Anzahl für eine statistische Konvergenz nicht ausreichend, die Größenordnung und tendenzielle Entwicklung wird jedoch bereits wiedergegeben. So enthält die mit den LES-Ergebnissen berechnete Standardabweichung in Abbildung 4.34 (gestrichelte dunkelblaue Linie) noch sichtbare Fluktuationen, entspricht aber in Wert und Verlauf der im Experiment ermittelten Standardabweichung (punktgestrichelte rote Linie).

Ein wesentlicher Aspekt dieser Arbeit ist neben der reinen LES-Berechnung der Zylinderinnenströmung der Vergleich der Simulationsergebnisse mit experimentellen Daten. Das spezielle Vorgehen, das zur Sicherstellung der Vergleichbarkeit notwendig ist, z.B. die zweikomponentige Auswertung wie für Abbildung 4.34, ist unabhängig von der tatsächlich vorhandenen Zyklenanzahl und wird in Kapitel 5 anhand der hier vorhandenen Zyklen diskutiert.



**Abbildung 4.34:** Varianz der Startzyklen der zyklensreihenparallelen Simulation anhand der Strömungsprofile der Reihenstartzyklen und des LES-Mittelwertes (—) und Standardabweichung (– –) im Vergleich zu experimentellen Daten (rote Linien) (Zeitpunkt 631°KW Mitte Kompressionsphase, horizontale Linie 40 mm unterhalb Zylinderkopf).

## 4.6 Durchgeführte Rechnungen

### Konfiguration der RANS-Rechnung

Vor der Berechnung der Zylinderinnenströmung mit skalenauflösenden Turbulenzmodellen wurden RANS-Rechnungen durchgeführt. Zuerst erfolgten Testrechnungen um beispielsweise die Randbedingungen (Abschnitt 4.2.5) oder die Gitter- und Zeitschrittweiten (Abschnitt 4.3.4 und 4.5.1) zu überprüfen. Als Ergebnis dieser Testrechnungen wurde die endgültige Rechnungskonfiguration bestimmt.

Für die RANS-Simulation wurde das SST-Turbulenzmodell (Abschnitt 3.1.3) verwendet. Der letzte der drei aufeinanderfolgend berechneten RANS-Zyklen (vgl. Abschnitt 4.2.5) wurde für die Auswertung und Initialisierung der LES verwendet. In Tabelle 4.9 sind die Details der Initialisierung des 1. Zyklus, der verwendeten Randbedingungen und numerischen Verfahren, Konvergenzkriterien und Solver-Einstellungen zusammengefasst.

Konfiguration der RANS-Simulation			
Initialisierung 1. Zyklus			
Geschwindigkeit	global 1,80 m/s	(Auslasskanalgeschwindigkeit AVö)	
Temperatur	global 31,11°C	(Auslasskanaltemperatur AVö)	
Druck	global 1,10 bar	(Zylinderinnendruck AVö)	
Turbulenzintensität	Niedrig		
Randbedingungen			
Wand	Konstante Wandtemperatur	Tabelle 4.5	
Einlass	Massenstrom   Druck	Abbildung 4.6(a)	
Auslass	Druck	Abbildung 4.8(a)	
Blowby	Geschwindigkeit	Gl. (4.6), Abb. 4.6(b)	
Diskretisierungsverfahren für das SST-Turbulenzmodell			
Zeit	Implizites Euler-Verfahren 2. Ordnung	} Abschnitt 3.5	
Ort	High Resolution-Verfahren 2. Ordnung		
Ort, Turbulenz	Aufwind-Verfahren 1. Ordnung		
Zeitschrittweite			
Auslassphase	konstant 0,5°KW (mit Startrampe, vgl. Abb. 4.30(b))		
Einlassphase	konstant 0,3°KW (mit Startrampe)		
Ventile geschlossen	konstant 0,5°KW (mit Startrampe)		
Konvergenzkriterien			
RMS-Residuum	< 1·10 <sup>-4</sup>		
Abweichung Erhaltungsgleichungen	< 1%		
Anzahl innerer Zeitschritte	max. 20		
Solver Einstellungen			
Genauigkeit	Doppelt		
Partitionierung	50, MeTiS Algorithmus		

**Tabelle 4.9:** Konfiguration der RANS-Simulation.

### Konfiguration der LES-Rechnung

Die Konfiguration der LES-Rechnung basiert auf der RANS-Konfiguration. Die Randbedingungen, Konvergenzkriterien und Solver-Einstellungen wurden übernommen. Das verwendete Turbulenzmodell für die Large Eddy Simulation ist das WALE-Modell (Abschnitt 3.2.3), für das als Diskretisierungsverfahren das wachstumsbegrenzte zentrale Differenzverfahren (Bounded Central Difference, BCD) 2. Ordnung verwendet wird, das eine geringe numerische Diffusion aufweist (s. Abschnitt 3.5). Mit dem BCD-Verfahren wird innerhalb von durchschnittlich 4 inneren Zeitschritten (Coefficient Loops) eine Konvergenz der Lösung erreicht, deren RMS-Residuum allerdings über dem gesetzten Grenzwert von  $1 \cdot 10^{-4}$  liegt. Damit wird vom Löser in jedem Zeitschritt die maximale Anzahl der inneren Zeitschritte verwendet, die aus diesem Grund von 20 auf 6 herabgesetzt wurde. Der Konvergenzverlauf für die Auslass- und Einlassphase ist exemplarisch in Abbildung 4.35 dargestellt. Die Detailansicht zeigt die Konvergenz der Lösung innerhalb der 6 inneren Zeitschritte. Zu den Zeitpunkten AVö (154°KW) und EVö (358°KW) wird das als Konvergenzkriterium gesetzte RMS-Residuum aufgrund der sehr kleinen Zeitschrittweite durch die Startrampe bei Topologiewechsel (Abb. 4.30(b)) auch mit dem BCD-Verfahren erreicht.

Konfiguration der Large Eddy Simulation		
Initialisierung 1. Zyklus		
Brennraum	RANS-Lösung überlagert mit Fluktuationen, Gl. (4.13)	
Einlasskanal	RANS-Lösung, separate Kanalrechnung, Abschnitt 4.5.2	
Auslasskanal	RANS-Lösung, separate Kanalrechnung, Abschnitt 4.5.2	
Randbedingungen		
Wand	Konstante Wandtemperatur	Tabelle 4.5
Einlass	Massenstrom   Druck	Abbildung 4.6(a)
Auslass	Druck	Abbildung 4.8(a)
Blowby	Geschwindigkeit	Gl. (4.6), Abb. 4.6(b)
Diskretisierungsverfahren für das WALE-LES-Turbulenzmodell		
Zeit	Implizites Euler-Verfahren 2. Ordnung	} Abschnitt 3.5
Ort	BCD-Verfahren 2. Ordnung	
Zeitschrittweite		
Auslassphase	konstant 0,09°KW	(mit Startrampe Abb. 4.30(b))
Einlassphase	variabel 0,03-0,09°KW	(–“, ventilhubabh. Abb. 4.30(c))
Ventile geschlossen	konstant 0,30°KW	(mit Startrampe)
Konvergenzkriterien		
RMS-Residuum	< 1·10 <sup>-4</sup>	
Abweichung Erhaltungsgleichungen	< 1%	
Anzahl innerer Zeitschritte	max. 6	
Solver Einstellungen		
Genauigkeit	Doppelt	
Partitionierung	50, MeTiS Algorithmus	

Tabelle 4.10: Konfiguration der Large Eddy Simulation.

Die weiteren Details der Konfiguration für die Large Eddy Simulation sind in Tabelle 4.10 angegeben. Für die Berechnung mehrerer Zyklen wurde eine zyklenreihenparallele Berechnung (Abschnitt 4.5.3) durchgeführt. Die Anzahl der Zyklen und spezielle Details wie Rechenzeit werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

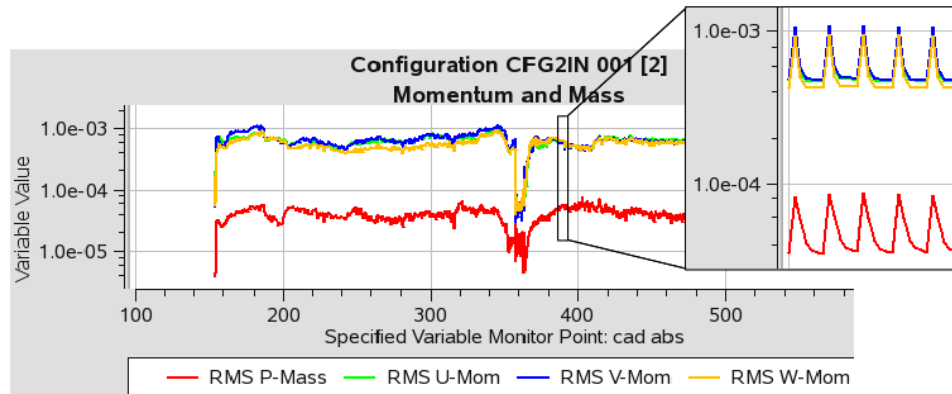


Abbildung 4.35: RMS-Konvergenz des BCD-Verfahrens.

## Berechnete Zyklen und Ressourcen

In Abbildung 4.36 sind die berechneten LES-Zyklen zusammen mit der Umsetzung der zyklenreihenparallelen Simulation dargestellt. Für jeden Zyklus sind Name<sup>12</sup>, Konfigurationsdetails und benötigte Rechenzeit angegeben. Ausgehend von den Anfangszyklen wurden über eine Kombination der Initialisierung und Randbedingungen unterschiedliche Reihenstartzyklen erzeugt. Als Randbedingungen wurden die Masseneinlassrandbedingung ( $\dot{m}_{Ein}$ ), Druckeinlassrandbedingung ( $p_{Ein}$ ) und ein symmetrischer oder asymmetrischer Blowbymassenstrom ( $\dot{m}_{bs}$  bzw.  $\dot{m}_{bu}$ ) kombiniert. Für die Initialisierung wurden die Geschwindigkeitsfelder der RANS-Simulation ( $u_{RANS}$ ), DES ( $u_{DES}$ ) oder LES ( $u_{LES}$ ) verwendet. Über diese Vorgehensweise konnten voneinander unabhängige Startzyklen erzeugt werden (vgl. Abschnitt 4.5.3).

Die durchschnittliche Rechenzeit pro LES-Zyklus betrug 26,5 Tage. Der größte Anteil der Rechenzeit entsteht mit rund 20 Tagen durch die sehr kleine Zeitschrittweite von  $0,03^\circ\text{KW}$  in der Einlassphase. Mit der ventilhubabhängigen Zeitschrittweite (4.12) kann eine Halbierung der Einlassphasenrechenzeit erreicht werden, so dass die Gesamtrechenzeit rund 15 Tage beträgt (vgl. Zyklus 4r-2z (9)).

Eine RANS-Rechnung dauerte für einen Zyklus durchschnittlich 2d:13h und war damit um den Faktor 10 bzw. 6 schneller als die LES-Rechnung ohne und mit ventilhubabhängiger Zeitschrittweite in der Einlassphase. Der Faktor entsteht hauptsächlich durch die höhere Anzahl an Zeitschritten bei kleinerer Zeitschrittweite (LES:  $\approx 11.000$  bzw.  $\approx 8.000$ ; RANS:  $\approx 2.000$ ) und die höhere Anzahl der inneren Zeitschritte (LES:  $\varnothing 5,8$ ; RANS:  $\varnothing 3,8$ ; vgl. Abb. 4.37).

<sup>12</sup> Nomenklatur: 3r-2z (7) – 3. Zyklenreihe, 2. Zyklus, Zyklus Nummer 7 von 11, 26d:10h:44m – 26 Tage (d), 10 Stunden (h), 44 Minuten (m)

<b>Ausgangszyklen</b> SST & DES, Einlassrb. Massenstrom, symm. Blowby, Init. Kanäle & Brennraum RANS	$m_{Ein} m_{bs} u_{RANS}$	<b>1r-1z (1)</b> LES WALE BCD, Einlassrb. Massenstrom, symm. Blowby, Init. Kanäle & Brennraum RANS CPU Zeit 28d:1h:17m	<b>1r-2z (2)</b> LES WALE BCD, Einlassrb. Massenstrom, asymm. Blowby, Init. Kanäle RANS, Brennraum 1r-1z CPU Zeit 30d:17h:17m	<b>1r-3z (3)</b> LES WALE BCD, Einlassrb. Druck, asymm. Blowby, Init. Kanäle LES, Brenn- raum 1r-2z CPU Zeit 26d:1h
	$\rho_{Ein} m_{bs} u_{RANS}$	<b>2r-1z (4)</b> LES WALE BCD, Einlassrb. Druck, symm. Blowby, Init. Kanäle & Brennraum RANS CPU Zeit 29d:22h:20m	<b>2r-2z (5)</b> LES WALE BCD, Einlassrb. Druck, asymm. Blowby, Init. Kanäle LES, Brenn- raum 2r-1z CPU Zeit 26d:14h:53m	
	$m_{Ein} m_{bu} u_{RANS/DES}$	<b>3r-1z (6)</b> LES WALE BCD, Einlassrb. Massenstrom, asymm. Blowby, Init. Kanäle RANS, Brennraum DES CPU Zeit 31d:14h:20m	<b>3r-2z (7)</b> LES WALE BCD, Einlassrb. Druck, asymm. Blowby, Init. Kanäle LES, Brenn- raum 3r-1z CPU Zeit 25d:2h:13m	
	$\rho_{Ein} m_{bu} u_{RANS/DES}$	<b>4r-1z (8)</b> LES WALE BCD, Einlassrb. Druck, asymm. Blowby, Init. Kanäle RANS, Brenn- raum DES CPU Zeit 27d:1h:26m	<b>4r-2z (9)</b> LES WALE BCD, Einlassrb. Druck, asymm. Blowby, Init. Kanäle LES, Brenn- raum 4r-1z, $dt_{in}$ Rampe CPU Zeit: 15d:8h:20	
	$m_{Ein} m_{bu} u_{RANS/LES}$	<b>5r-1z (10)</b> LES WALE BCD, Einlassrb. Massenstrom, asymm. Blowby, Init. Kanäle RANS, Brennraum 1r-1z CPU Zeit 30d:12h:46m	<b>5r-2z (11)</b> LES WALE BCD, Einlassrb. Druck, asymm. Blowby, Init. Kanäle LES, Brenn- raum 5r-1z CPU Zeit 19d:22h:20m	

Abbildung 4.36: Zyklenparallel berechnete LES-Zyklen.

Über die zyklenreihenparallele Simulation konnte die Rechenzeit gegenüber einer rein sequentiellen Rechnung um den Faktor fünf reduziert werden. Im Gegenzug stieg die Anzahl der gleichzeitig benötigten CPUs um diesen Faktor von 50 auf 250 an.

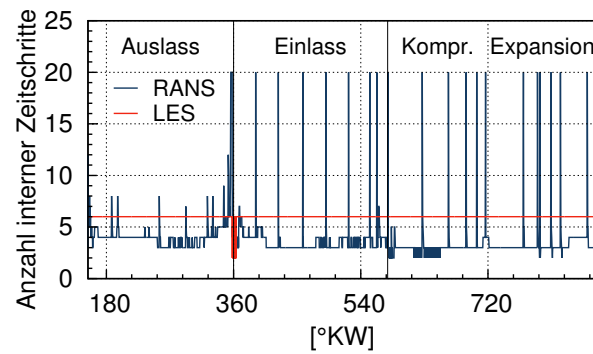
### Transiente Ergebnisdateien und Monitor-Punkte

Für alle Zyklen wurden jeweils im Abstand von  $3^\circ\text{KW}$  die transienten Ergebnisse für die Variablen Geschwindigkeit, Druck, Temperatur, Dichte und dynamische Viskosität gespeichert. Die Ausgabefrequenz von  $3^\circ\text{KW}$  entspricht der Aufnahmefrequenz der experimentellen High-Speed PIV-Untersuchung, so dass ein späterer Vergleich mit der gleichen zeitlichen Auflösung möglich ist. Je nach Zeitpunkt und Gittergröße variieren die Dateigrößen zwischen 150-680 MiB<sup>13</sup>. Bei einer Neuvernetzung wird ein volle Ausgabe, d.h. mit allen verfügbaren Variablen, gespeichert. Die Zeitpunkte variieren aufgrund der zeitlich unregelmäßigen Abbruchbedingungen, liegen aber ungefähr alle  $25^\circ\text{KW}$  vor. Die Dateigrößen liegen zwischen 2-6 GiB. Insgesamt entsteht damit pro Zyklus ein Speicherbedarf von ca. 180 GiB, für 11 Zyklen sind das 1,6 TiB. Annähernd gleich viel Speicherbedarf entsteht zusätzlich für die RANS- und Testrechnungen und die Auswertung der LES-Ergebnisse. Neben den hohen CPU- und Rechenzeitanforderungen ist der Speicherbedarf eine weitere für die Durchführung einer Large Eddy Simulation zu beachtende Ressource.

Neben der Ausgabe der Variablen für alle Gitterpunkte in einem zeitlichen Abstand von  $3^\circ\text{KW}$  wurden weitere Variablen während der Rechnung für alle Zeitschritte auf-

<sup>13</sup> IEC-Symbol – 1 Mebibyte (MiB) =  $2^{20}$  Byte (B)

gezeichnet. Solche Variablen sind beispielsweise die Geschwindigkeit an einem ausgewählten Punkt innerhalb des Brennraums, maximale Gitterqualitätswerte (Abb. 4.19) oder integrale Werte wie die im Zylinder eingeschlossene Masse (Abb. 4.14 für die RANS-Simulation). Damit stehen weitere Größen für die Auswertung und Bewertung der Simulationsergebnisse zur Verfügung.



**Abbildung 4.37:** Anzahl innerer Zeitschritte innerhalb eines Zyklus für RANS und LES.

# Kapitel 5

## Auswertung und Validierung der Simulationsergebnisse

Die Auswertung und Validierung der LES-Ergebnisse werden in diesem Kapitel kombiniert vorgestellt. So werden bei der Diskussion und Auswertung der Strömungscharakteristika (Abschnitt 5.3), die im Vordergrund stehen, nicht nur die LES-Ergebnisse verwendet, sondern stets auch der Vergleich zu den Ergebnissen der RANS-Rechnungen und experimentellen Untersuchungen gezeigt. Die experimentellen Daten entstanden im Rahmen der Dissertation von V. Neubert [65, 66]. Das ermöglicht zeitgleich die Einordnung der Gültigkeit der Simulationsergebnisse, z.B. für die TKE-Auswertung aus den LES- ggü. den RANS-Ergebnissen. Außerdem wird eine Doppelung vermieden, die für eine separate Validierung notwendig wäre.

### 5.1 Vorhandene experimentelle Daten

#### 1D-Daten

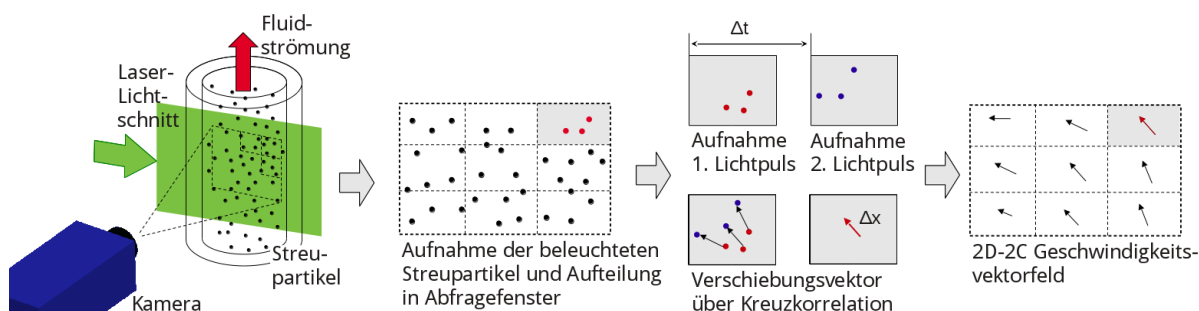
Die zur Verfügung stehenden experimentellen 1D-Daten wurden bereits in Abschnitt 4.2.1, Abbildung 4.5 vorgestellt. Die 1D-Daten werden größtenteils für die Ermittlung der Simulations-Randbedingungen benötigt. Für die Validierung der Rechenergebnisse werden beispielsweise die in °KW aufgelöste Hochdruckkurve des Zylinderinnen-druckes (vgl. Abschnitt 4.2.5) oder die über Luftuhren an Ein- und Auslassseite bestimmte, im Brennraum eingeschlossene Luftmasse verwendet.

#### 5.1.1 PIV-Daten

##### Grundprinzip der Particle Image Velocimetry

In diesem Abschnitt wird das grundlegende Prinzip der Particle Image Velocimetry (PIV, z.B. [76]), sowie spezielle Details der PIV-Untersuchungen an dem in dieser Arbeit betrachteten 2V-Dieselmotor [65, 66] dargestellt. Abbildung 5.1 stellt das Grundprinzip

der PIV dar. Bei der PIV werden der zu untersuchenden Strömung Streupartikel (Tracer-Partikel) zugefügt, die dem Fluid mit möglichst geringem Schlupf<sup>1</sup> folgen sollen. Die häufigsten Tracer sind Aerosole (z.B. Öltröpfchen), Feststoffe (z.B. kleinste Glaskügelchen) oder bei der Untersuchung von Flüssigkeiten in diesen eingeschlossene Gasbläschen. In der hier untersuchten Konfiguration wurden Graphitpartikel, da diese über den gesamten Arbeitszyklus, insbesondere in der Hochdruckphase, bestehen bleiben und nicht wie viele Aerosole verdampfen. Eine weitere wichtige Eigenschaft ist, dass es sich bei Graphit um einen Feststoffschmierstoff handelt und so eine Beschädigung der optischen Glaskomponenten durch die Partikel vermieden wird. Mithilfe eines mit gepulstem Laserlicht erzeugten Lichtschnittes werden die Streupartikel in einer Ebene mit einem definierten Zeitabstand  $\Delta t$  zweimal kurz hintereinander beleuchtet. Das durch die Partikel gestreute Laserlicht beider Lichtpulse wird über eine geeignete Kamera in zwei getrennten Bildern (Doppelbilder) aufgenommen. Die Doppelbilder werden in kleinere Abfragefenster (Interrogations-Fenster) aufgeteilt, in denen jeweils über ein Kreuzkorrelationsalgorithmus ein Verschiebungsvektor  $\Delta x$  bestimmt wird. Dieser ergibt zusammen mit dem Zeitabstand  $\Delta t$  einen zweidimensionalen, zweikomponentigen (2D-2C) Geschwindigkeitsvektor  $\mathbf{u} = (u, v)^T$ . Zusammen bilden die einzelnen Geschwindigkeitsvektoren der Abfragefenster ein Geschwindigkeitsfeld.



**Abbildung 5.1:** Prinzip der Particle Image Velocimetry.

Das Prinzip der PIV bedingt, dass nur Fluidbewegungen, die innerhalb des zeitlichen Doppelbildabstandes  $\Delta t$  innerhalb des (in der Regel in  $z$ -Richtung sehr dünnen) Lichtschnittes stattfinden, detektiert werden und die Auswertung ein 2D-2C-Geschwindigkeitsfeld<sup>2</sup> ergibt. Aus diesem Grund ist die PIV hauptsächlich für Quasi-2D-Strömungen geeignet. Für die Zylinderinnenströmung im Dieselmotor ist das beispielsweise für die ausgeprägte Drallströmung in der Kompressionsphase, die mit den horizontalen Messebenen erfasst wird, der Fall. Einschränkungen, die durch die Zweidimensionalität der PIV im Vergleich zu dreidimensionalen Simulationsergebnissen für die Validierung entstehen, werden in Abschnitt 5.3.2 (Abb. 5.14) diskutiert.

Für die Kamera und das Laserlicht ist die optische Zugänglichkeit der zu untersuchenden Strömungskonfiguration wichtig. Für die motorischen Untersuchungen wurde dafür ein Kolben mit transparenter Quarzglaskolbenkrone und ein aus Quarzglas beste-

<sup>1</sup> Bei hohem Schlupf entspricht die über die Partikel gemessene Geschwindigkeit nicht der tatsächlichen Geschwindigkeit der Strömung.

<sup>2</sup> Es gibt andere Ansätze, wie beispielsweise die Stereo-PIV, bei der über zwei Kameras die Bewegung in der dritten Komponente mit ermittelt wird [64].



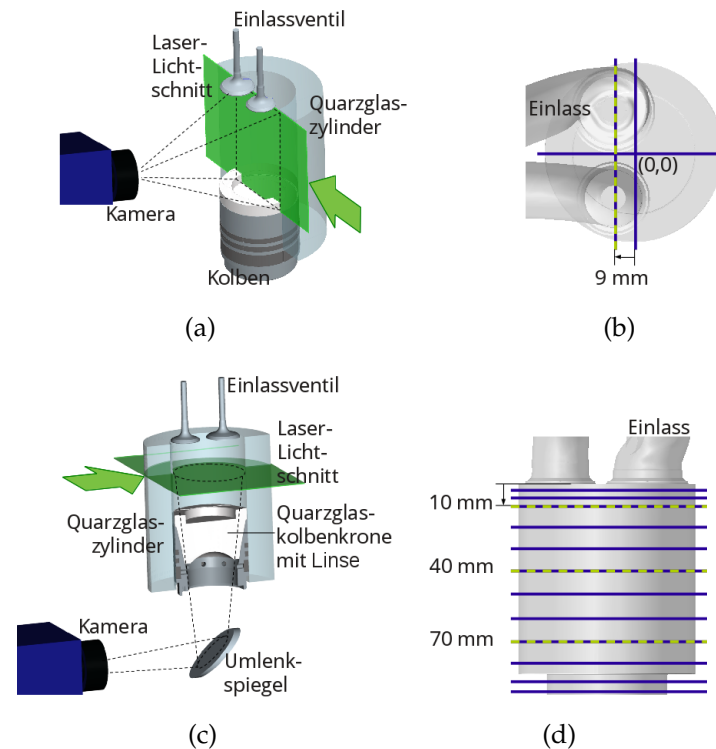
hender Zylinder verwendet. Der Laserlichtschnitt wird dabei vertikal oder horizontal über den transparenten Zylinder eingekoppelt, wobei die Kamera die Bilder über den Zylinder (Abbildung 5.2(a)) bzw. über einen Umlenkspiegel von unten durch den transparenten Kolben (Abbildung 5.2(c)) aufnimmt. Durch die Glaskomponenten entstehende Verzerrungen werden mithilfe eines Kalibrierungsgitters in der Auswertung korrigiert. In der Arbeit von V. Neubert werden die PIV-Untersuchungen des Zwei-Ventil-Dieselmotors ausführlich dargestellt [65, 66].

### Konventionelle und Hochgeschwindigkeits-PIV

Bei der konventionellen PIV wird innerhalb eines Arbeitsspiels zu einem festen °KW-Zeitpunkt ein Doppelbild aufgenommen. Für die statistische Auswertung werden in unterschiedlichen (nicht notwendigerweise direkt aufeinanderfolgenden<sup>3</sup>) Zyklen zum gleichen °KW-Zeitpunkt weitere Doppelbilder aufgenommen. Aus diesem Grund ist eine Untersuchung der Entwicklung von Strömungscharakteristika innerhalb eines Zyklus oder von Schwankungen in aufeinanderfolgenden Zyklen nicht möglich. Diese Untersuchungen ermöglicht im Gegensatz dazu die Hochgeschwindigkeits-PIV (High-Speed-PIV, HS-PIV), bei der mithilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera und eines entsprechend gepulsten Lasers Doppelbilder innerhalb eines Zyklus im Abstand von  $3^\circ\text{KW}$ <sup>4</sup> und in mehreren direkt aufeinanderfolgenden Zyklen möglich ist. Diese hohe zeitliche Auflösung ist für die Validierung von LES-Ergebnissen besonders geeignet. Die Hochgeschwindigkeits-Aufnahmen wurden in drei horizontalen Ebenen (10 mm, 40 mm und 70 mm unterhalb des Brennraumdaches) und in der vertikalen Ventilmittebene (vgl. Abbildungen 5.2(b) und 5.2(d), grüne Linien) erstellt. Aufgrund des bewegten Kolbens ergibt sich für die horizontalen Messebenen ein je nach Kolbenhub eingeschränktes Blickfeld (vgl. Abbildung 5.11). Mit der konventionellen PIV wurden bei einer zeitlichen Auflösung von  $20^\circ\text{KW}$  insgesamt zwölf horizontale und drei vertikale Messebenen in der Einlass- und Kompressionsphase untersucht (Abbildungen 5.2(b) und 5.2(d), blaue Linien), wodurch eine höhere örtliche Auflösung als bei der HS-PIV zur Verfügung steht. Diese ist insbesondere für die Dralluntersuchungen der gemittelten Strömung im Vergleich zu LES- und RANS-Ergebnissen interessant (vgl. Abschnitt 5.3.3). Zusätzlich enthielt die Quarzglaskolbenkrone für die konventionellen PIV-Untersuchungen eine im Boden eingeschliffene Linse (vgl. Abbildung 5.2(c)), die es ermöglicht hat, in allen Kolbenhubpositionen den gesamten horizontalen Querschnitt einzusehen. Dabei ist für jede Position des Kolbens eine neue Einstellung des Experimentes und der Entzerrung des Bildes notwendig. Deshalb ist die Verwendung einer Linse für die HS-PIV, bei der innerhalb eines Zyklus und damit mit gleichbleibenden Einstellungen bei unterschiedlichen Kolbenpositionen gemessen wird, nicht möglich.

<sup>3</sup> Möglich ist z.B. eine Aufnahme in jedem dritten Zyklus. Die Anzahl der dazwischen liegenden Zyklen hängt von experimentellen Parametern ab, insbesondere der Repetitionsrate des Lasers und der Auslesezeit eines Doppelbildes der Kamera. Für Details wird auf [65] verwiesen.

<sup>4</sup> Bei einer Drehzahl von 1500 U/min.



**Abbildung 5.2:** Vertikale und horizontale PIV-Messebenen im 2V-Dieselmotor: (a) und (c) Prinzipskizze des Messaufbaus; (b) und (d) Lage der Messebenen, blau – konventionelle PIV, grün – Hochgeschwindigkeits-PIV [11]. 10

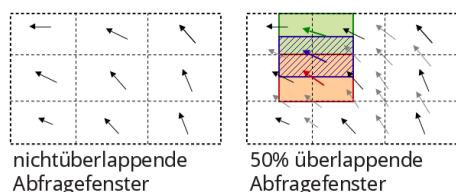
## PIV Auflösung

Die Auflösung der PIV wird hauptsächlich durch die Größe der Abfragefenster bestimmt. Die Größe der Abfragefenster hängt von der technischen Umsetzbarkeit ab und hat Einfluss auf die Robustheit des Auswerteverfahrens. So muss beispielsweise sichergestellt werden, dass ausreichend viele Streupartikel innerhalb eines Abfragefensters liegen, um eine statistisch sichere Kreuzkorrelation zur Bestimmung des Verschiebungsvektors durchführen zu können. Die Abfragefenster können zur Optimierung des Auswerteverfahrens unterschiedliche Geometrien haben – in der hier vorgestellten Prinzipskizze sind es rechteckige Fenster, in der PIV-Untersuchung des 2V-Dieselmotors wurden kreisförmige und elliptische Fenster verwendet. Zusätzlich wird mit überlappenden Abfragefenstern gearbeitet, um die Dichte der Geschwindigkeitsvektoren im resultierenden Vektorfeld zu erhöhen. Dabei ist zu beachten, dass jeder Vektor einer über das Abfragefenster gemittelten Geschwindigkeit entspricht, nicht der Abstand der Vektoren ist für die tatsächlich erzielte Auflösung ausschlaggebend, sondern die Größe der Abfragefenster. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 5.3 im Vergleich der Anzahl der grauen (50% Überlappung) zu den schwarzen (0% Überlappung) Vektoren dargestellt.

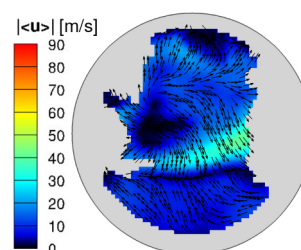
In Abbildung 5.5 werden die Effekte der Abfragefenster für die Auswertung der PIV-Daten der Motorströmung in der horizontalen Messebene 40 mm unterhalb des Brennraumdaches zum Zeitpunkt  $511^\circ\text{KW}$  (gegen Ende der Einlassphase nahe UT) verdeut-

licht: Der erste Fall (obere Reihe) zeigt die Auswertung mit einem  $64 \times 64$  Pixel<sup>5</sup> großen Abfragefenster und einer Überlappung von 75%. Die Größe der Abfragefenster ist anhand des überlagerten Gitters verdeutlicht. Dargestellt sind in dieser Abbildung die Fluktuationen  $u' = u - \langle u \rangle$ . Im Vergleich dazu ist in der unteren Reihe das Geschwindigkeitsvektorfeld für eine Auswertung mit  $32 \times 32$  Pixel großen Abfragefenstern und einer Überlappung von 50% dargestellt. Aufgrund des gleichzeitig zu den kleineren Abfragefenstern geringer gewählten Überlappungsbereiches bleibt die Vektordichte dieselbe wie im ersten Fall. Es ergibt sich jedoch ein strukturell deutlich feiner aufgelöstes Strömungsfeld, da über ein vierfach kleineres Fenster gemittelt wird. Dieser Unterschied wird bei der Darstellung der Fluktuation noch deutlicher. Im Vergleich sind zusätzlich in sehr guter Übereinstimmung die Fluktuationen eines Einzelzyklus der LES (rechte Seite) dargestellt.

Die Größenordnung der Fluktuationen geht beispielsweise in die Bestimmung der turbulenten kinetischen Energie (Abschnitt 5.3.5) ein. Aus diesem Grunde muss die Auflösung in PIV-Untersuchungen – entsprechend einer ausreichend feinen Gitterauflösung in der Simulation – sorgfältig gewählt werden. Bei dem Vergleich von experimentellen und Simulationsdaten ist auf eine möglichst in der gleichen Größenordnung liegende und ausreichend feine Auflösung zu achten.



**Abbildung 5.3:** Prinzip der PIV-Auflösung mit nicht- und 50% überlappenden Abfragefenstern.



**Abbildung 5.4:** PIV-Geschwindigkeitsvektorfeld einer horizontalen Messebene mit Fehlvektoren.

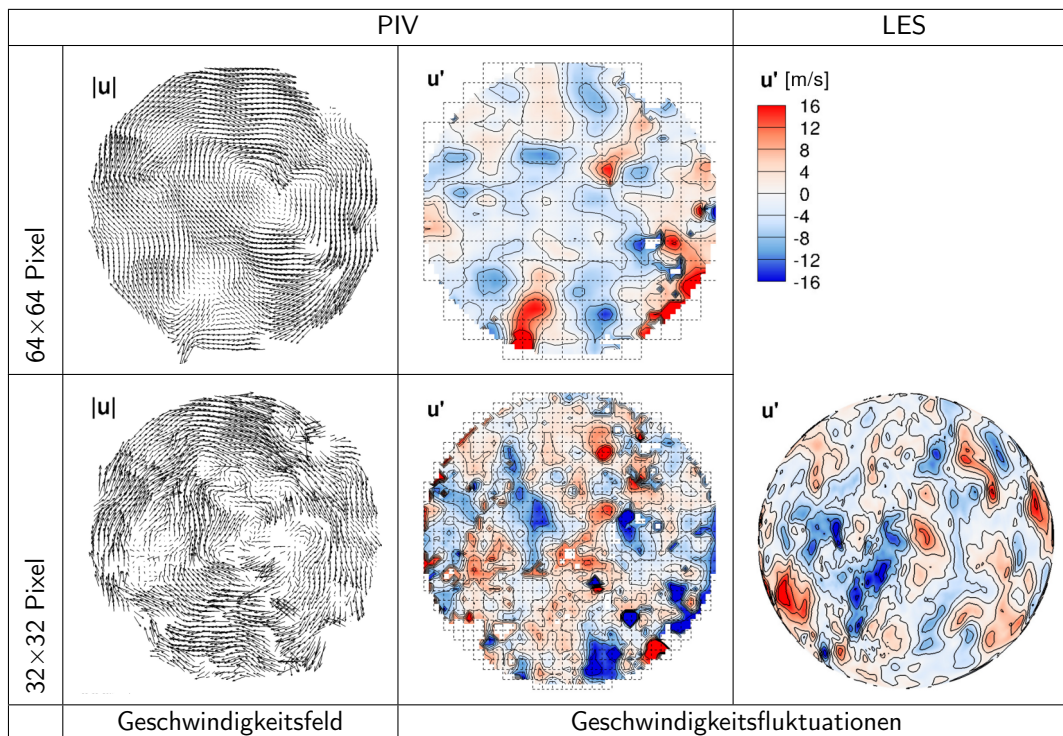
## Statistische Absicherung

Bei der Auswertung der PIV-Ergebnisse können nur in denjenigen Abfragefenstern Geschwindigkeitsvektoren ermittelt werden, in denen mit den verfügbaren Streupartikelreflektionen eine statistisch abgesicherte Kreuzkorrelation durchgeführt werden kann. Sind nicht genügend Partikel vorhanden, enthält das entsprechende Abfragefenster einen Fehlvektor. Neben der Bestimmung der instantanen Geschwindigkeitsvektorfelder, werden in einem weiteren Schritt Mittelwert und Standardabweichung über eine ausreichende Anzahl von instantanen Feldern gebildet. In einer darauffolgenden Schleife wird für jedes instantane Bild und jeden Geschwindigkeitsvektor eines Abfragefensters überprüft, ob er innerhalb der zweifachen Standardabweichung liegt<sup>6</sup>. Liegt er außerhalb, wird der Vektor entfernt. Mit dem korrigierten Vektorfeld, werden erneut Mittelwert, Standardabweichung und weitere Größen wie Fluktuationen oder turbulente

<sup>5</sup> Die gesamte horizontale Messebene wird mit  $3904 \times 3904$  Pixeln abgebildet.

<sup>6</sup> Also unter Annahme von normalverteilten Werten 95,4% aller Geschwindigkeitsvektoren entspricht.

kinetische Energie berechnet. Dies ist eine der durchgeführten statistischen Absicherungen der experimentellen Daten, weitere werden in der Arbeit [65] vorgestellt. Insbesondere für „kritische“ Messpunkte, wie beispielsweise die horizontale Messebene dicht unterhalb des Einlassventils zu Beginn der Einlassphase, in der die hohen Vertikalkomponenten der Strömung nicht aufgelöst werden können, enthält das bestimmte Geschwindigkeitsfeld viele Fehlvektoren, vgl. Abbildung 5.4.



**Abbildung 5.5:** Einfluss der PIV-Auflösung auf die ermittelten Geschwindigkeitsfelder  $|u|$  und Fluktuationen  $u'$  mit der Standardauflösung  $64 \times 64$  Pixel und der verfeinerten Auflösung  $32 \times 32$  Pixel im Vergleich zu den in der LES berechneten Fluktuationen (Zeitpunkt  $511^\circ\text{KW}$ , horizontale Ebene  $-40$  mm unterhalb des Brennraumdaches, jeweils gleiche Farbskalierung für die fluktuierende Geschwindigkeit  $u'$ ).

## 5.2 Auswerteverfahren

In diesem Abschnitt wird das Postprocessing, also die Auswertung der Simulationsergebnisse, behandelt. Dabei wird insbesondere die Auswertung der statistischen Größen wie Mittelwert oder turbulente kinetische Energie für die Ergebnisse der LES betrachtet. Ein weiterer Aspekt wird die Auswertung der dreidimensionalen Simulationsergebnisse im Hinblick auf die Vergleichbarkeit mit den zweidimensionalen experimentellen PIV-Ergebnissen sein.

### Technische Umsetzung der Auswertung

Die technische Umsetzung der im Anschluss an die CFD-Simulationen durchgeführten Berechnungen für die statistische Auswertung erfolgten in Tecplot 360, Version 2011 [85] im CGNS-Format<sup>7</sup>. Dazu waren die Schritte des in Abbildung 5.6 dargestellten Ablaufplanes notwendig. Die Konvertierung in das neue Format und die Berechnung erfolgte automatisiert über bash-Skripte und Tecplot-Makros. Die grafische Darstellung der Ergebnisse erfolgte größtenteils mit Tecplot, für ausgewählte RANS-Ergebnisse mit CFX Post.

### Beispiel: Turbulente kinetische Energie

In Abschnitt 3.2.4 wurde bereits die Berechnung der turbulenten kinetischen Energie aus gefilterten LES-Ergebnissen und deren Zusammenhang zu den statistischen Größen vorgestellt. In Tecplot wurden für jeden Ergebniszeitschritt  $T=154^\circ\text{KW}$  bis  $874^\circ\text{KW}$  in  $3^\circ\text{KW}$ -Schritten für die  $N=11$  Zyklen folgende Schritte durchgeführt:

1. Phasenmittel der Geschwindigkeitskomponenten<sup>8</sup> bilden (für alle Zyklen eine gemeinsame neue Variable )

$$\langle \bar{u}(\mathbf{x}, T) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{C=1}^N \bar{u}(\mathbf{x}, T)_C, \quad v, w \text{ analog} \quad (5.1)$$

2. Fluktuationen berechnen (je Zyklus  $C$  eine neue Variable)

$$\bar{u}'(\mathbf{x}, T)_C = \bar{u}(\mathbf{x}, T)_C - \langle \bar{u}(\mathbf{x}, T) \rangle, \quad C = 1 \dots N, \quad v, w \text{ analog} \quad (5.2)$$

3. Instantane turbulente kinetische Energie berechnen (je Zyklus  $C$  eine neue Variable)

$$\bar{k}'(\mathbf{x}, T)_C = \frac{1}{2} \left( \bar{u}'^2(\mathbf{x}, T)_C + \bar{v}'^2(\mathbf{x}, T)_C + \bar{w}'^2(\mathbf{x}, T)_C \right), \quad C = 1 \dots N \quad (5.3)$$

4. Mittlere turbulente kinetische Energie berechnen (für alle Zyklen eine gemeinsame neue Variable )

$$\bar{k}(\mathbf{x}, T) = \langle \bar{k}'(\mathbf{x}, T) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{C=1}^N \bar{k}'(\mathbf{x}, T)_C \quad (5.4)$$

Werden Geschwindigkeitsbeträge der mittleren Strömung untersucht, wird der Betrag aus den gemittelten Komponenten gebildet<sup>9</sup>  $|\langle \mathbf{u} \rangle| = \sqrt{\langle u \rangle^2 + \langle v \rangle^2 + \langle w \rangle^2}$ .

### 3D-3C-Auswertung der Simulation ggü. 2D-2C-Auswertung im Experiment

Im Gegensatz zu den dreidimensionalen, dreikomponentigen (3D-3C) Geschwindigkeitsvektoren, die in der Simulation berechnet werden, werden in den experimentellen PIV-Untersuchungen ebenenweise zweidimensionale, zweikomponentige (2D-2C)

<sup>7</sup> CGNS – CFD General Notation System

<sup>8</sup> Der gefilterten Komponenten  $\bar{u}_i$ , vgl. Abschnitt 3.2.4.

<sup>9</sup> Nicht über eine Mittelung der instantanen Beträge  $\langle |\mathbf{u}| \rangle$ .

Für Ergebniszeitschritte $T=154^\circ\text{KW}$ bis $874^\circ\text{KW}$ in $3^\circ\text{KW}$ -Schritten				
<table> <tr> <td>Für Zyklus <math>C=1</math> bis 11 (Tools: CFX Interpolator, CFX Export)</td></tr> <tr> <td> <table> <tr> <td>Interpolation der Ergebnisdatei *.trn auf ein Grundgitter (Gitter Zyklus 1)</td></tr> <tr> <td>Exportieren in das cgns-Format <math>[T]\text{cad\_cycle}[C].\text{cgns}</math></td></tr> </table> </td></tr> </table>	Für Zyklus $C=1$ bis 11 (Tools: CFX Interpolator, CFX Export)	<table> <tr> <td>Interpolation der Ergebnisdatei *.trn auf ein Grundgitter (Gitter Zyklus 1)</td></tr> <tr> <td>Exportieren in das cgns-Format <math>[T]\text{cad\_cycle}[C].\text{cgns}</math></td></tr> </table>	Interpolation der Ergebnisdatei *.trn auf ein Grundgitter (Gitter Zyklus 1)	Exportieren in das cgns-Format $[T]\text{cad\_cycle}[C].\text{cgns}$
Für Zyklus $C=1$ bis 11 (Tools: CFX Interpolator, CFX Export)				
<table> <tr> <td>Interpolation der Ergebnisdatei *.trn auf ein Grundgitter (Gitter Zyklus 1)</td></tr> <tr> <td>Exportieren in das cgns-Format <math>[T]\text{cad\_cycle}[C].\text{cgns}</math></td></tr> </table>	Interpolation der Ergebnisdatei *.trn auf ein Grundgitter (Gitter Zyklus 1)	Exportieren in das cgns-Format $[T]\text{cad\_cycle}[C].\text{cgns}$		
Interpolation der Ergebnisdatei *.trn auf ein Grundgitter (Gitter Zyklus 1)				
Exportieren in das cgns-Format $[T]\text{cad\_cycle}[C].\text{cgns}$				
Einlesen aller Zyklen-cgns-Dateien des aktuellen Ergebniszeitschrittes $T$ (Tecplot)				
Berechnung der neuen statistischen Größen				
Abspeichern als gemeinsame Datei im Tecplot Packed-Layout-Format *.lpk				
Löschen der Zyklen-cgns-Dateien des aktuellen Ergebniszeitschrittes $T$				

**Abbildung 5.6:** Prinzipieller Ablauf der Auswertung der LES-Ergebnisse in Tecplot 360.

Geschwindigkeitsvektoren ermittelt. Um die Vergleichbarkeit herzustellen, muss dieser Unterschied beachtet werden. Bei Vergleich von Geschwindigkeitsbeträgen (z.B. Abbildung 5.14) werden dafür die Beträge aus der Simulation jeweils mit den zwei Komponenten – also 3D-2C – der entsprechend im Experiment gewählten Messebene berechnet

$$|\mathbf{u}|_{2C} = \sqrt{u^2 + v^2} \quad \text{horizontale } x\text{-}y\text{-Ebene} \quad (5.5)$$

$$|\mathbf{u}|_{2C} = \sqrt{u^2 + w^2} \quad \text{vertikale } x\text{-}z\text{-Ebene} . \quad (5.6)$$

Bei Vergleichen der turbulenten kinetischen Energie (Abschnitt 5.3.5) werden im Gegensatz dazu nicht die Simulationsergebnisse von 3D-3C auf 3D-2C umgerechnet, sondern die Daten der experimentellen Auswertung mithilfe der Isotropieannahme<sup>10</sup> auf drei Komponenten (2D-3C) transferiert

$$k'_{2D-3C} = \frac{3}{2}k'_{2D-2C} = \frac{3}{4}(u'^2 + v'^2) . \quad (5.7)$$

Diese Vorgehensweise ist notwendig, da die turbulente kinetische Energie in der RANS-Simulation als Erhaltungsvariable vorliegt und nicht, wie es bei den LES-Ergebnissen möglich wäre, aus zweikomponentigen Geschwindigkeitsvektoren berechnet werden kann. In diesem Fall ist es sinnvoller, die experimentellen Daten anzupassen, und die in der LES zur Verfügung stehenden dreidimensionalen Informationen voll auszunutzen.

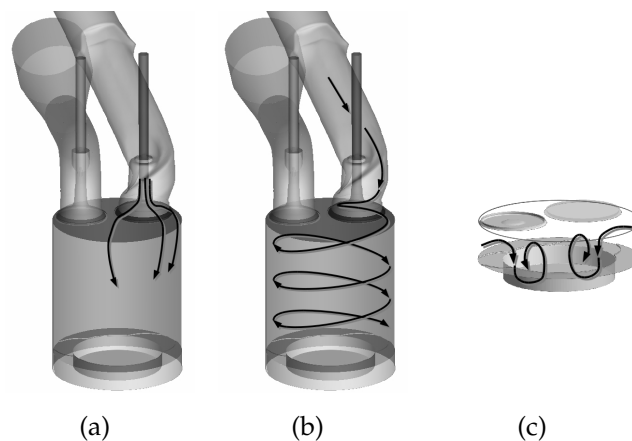
## 5.3 Strömungsfelder und Strömungscharakteristika

### 5.3.1 Überblick

In den folgenden Unterabschnitten werden charakteristische Motorströmungen und deren Ausprägung für den hier untersuchten 2V-Dieselmotor anhand der LES-, RANS- und experimentellen Daten dargestellt. Die Einlassphase ist geprägt von den Einlassstrahlen über das Einlassventil, die mit sehr hohen Geschwindigkeiten und Scherströmungen hohe Turbulenz erzeugen (Abbildung 5.7(a) und Abschnitt 5.3.2). Der verdrehte Einlasskanal erzeugt eine ausgeprägte Drallströmung, die sich gegen Ende der

<sup>10</sup> Die Gültigkeit der Isotropieannahme  $u' = v' = w'$  wird in den Abschnitten 2.3.3 und 5.3.3 diskutiert.

Einlassphase und in der Kompressionsphase voll ausgebildet (Abbildung 5.7(b) und Abschnitt 5.3.3). Ziel der Drallströmung ist es, einen hohen Grad an kinetischer Energie für die Gemischbildung und Verbrennung im ZOT zur Verfügung zu stellen. Am Ende der Kompressionsphase wird die Drallströmung von Querströmungen aus dem Quetschspalt überlagert (Abbildung 5.7(c) und Abschnitt 5.3.4). In weiteren Abschnitten werden die Themen Zyklusschwankungen (Abschnitt 5.3.4), Turbulenz (Abschnitt 5.3.5) und Längen- und Zeitskalen (Abschnitt 5.3.6) diskutiert.



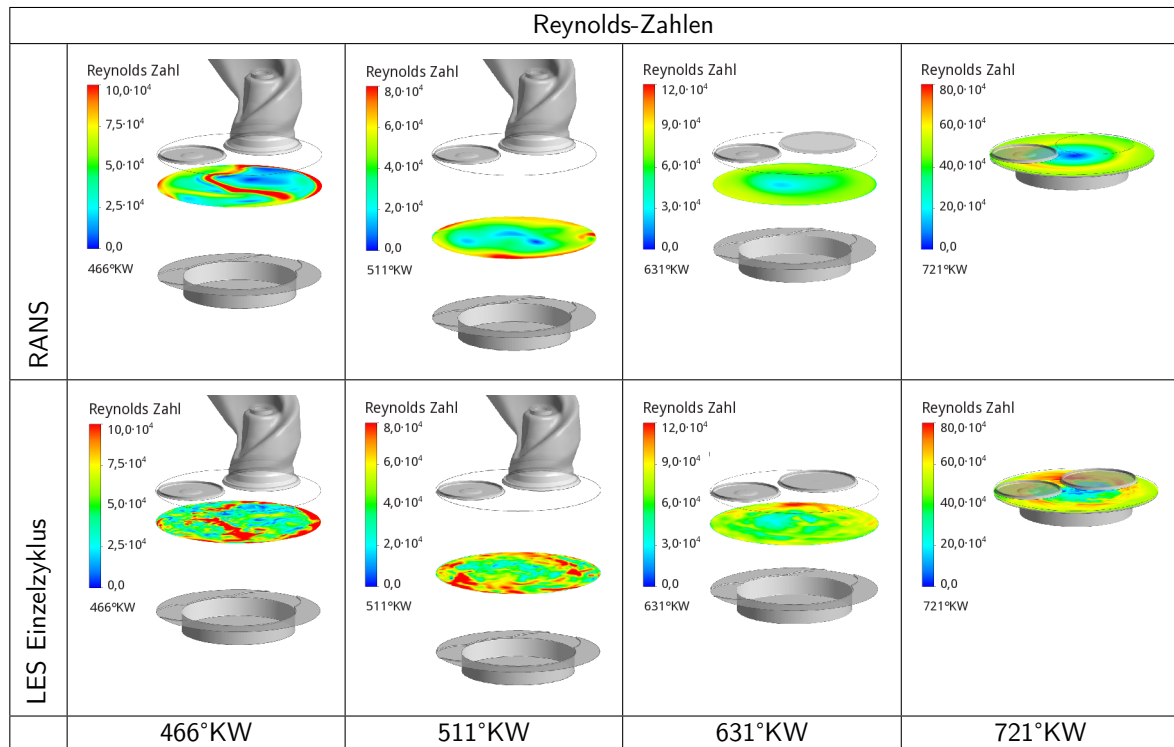
**Abbildung 5.7:** Charakteristische Dieselmotorströmungen: (a) Einlassströmung, (b) Drallströmung in der späten Einlass- und Kompressionsphase und (c) Quetschspaltströmung nahe ZOT.

## Reynolds-Zahlen

Die Reynolds-Zahlen der Motorströmung variieren stark in Abhängigkeit vom Zeitpunkt im Arbeitspiel. In Abbildung 5.8 sind die Reynolds-Zahlen für einen instantanen Zyklus der Large Eddy Simulation und für die gemittelte Strömung der RANS-Simulation dargestellt. Die ausgewählten Zeitpunkte entsprechen charakteristischen Punkten in der Einlass- und Kompressionsphase – 466°KW und 631°KW entsprechen beide dem halben Kolbenhubweg, 511°KW liegt nahe UT und 721°KW nahe ZOT. Die Reynolds-Zahl wurde mit dem Geschwindigkeitsbetrag  $u$  und dem Brennraumbohrungsradius  $r_B=38$  mm als charakteristische Länge gebildet:  $Re=vr_B/\nu$ .

Die größte Bandbreite der Reynoldszahlen tritt in der Einlassphase (466°KW) mit den sehr hohen Geschwindigkeiten der ringförmigen Einlassstrahlen über das Einlassventil auf. Die Maximalwerte liegen für RANS und LES bei  $Re \approx 100.000$ , der Mittelwert für die LES beträgt dagegen nur ca. 67.000. Gegen Ende der Einlassphase (511°KW) liegt der Mittelwert der LES mit ca. 48.000 etwas niedriger, steigt aber in der Kompressionsphase (631°KW) trotz abnehmender Geschwindigkeiten (vgl. Abbildung 5.11 und 5.16) aufgrund der höheren Dichte wieder auf ca. 66.000 an. Die höchsten Reynoldszahlen treten im ZOT (721°KW) mit  $Re \approx 480.000$  bei einer um den dreizehnfachen Wert höheren Dichte als in der Einlassphase ( $1,2 \text{ kg/m}^3$  zu  $16,2 \text{ kg/m}^3$ ) auf. Deutlich sind bereits in der ebenenweisen Darstellung der Reynolds-Zahl des LES-Einzelzyklus die Fluktuationen gegenüber der RANS-Reynolds-Zahl (Abbildung 5.8) zu erkennen.





**Abbildung 5.8:** Reynolds-Zahlen in Einlass- und Kompressionsphase für LES und RANS-Simulation zu ausgewählten Zeitpunkten.

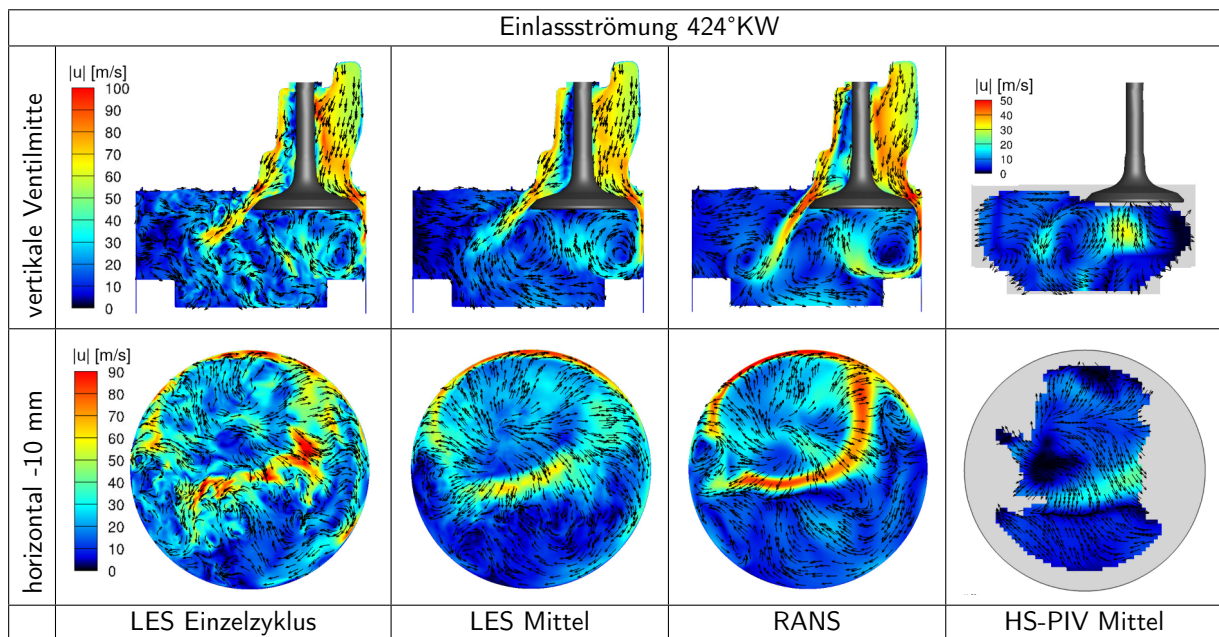
### 5.3.2 Einlassströmung

Die Abbildungen 5.9 und 5.11 geben einen Überblick über die Strömungscharakteristik in der Einlassphase für den Zeitpunkt 424°KW, bei dem das Einlassventil bereits halb geöffnet ist, und gegen Ende der Einlassphase nahe UT bei 511°KW.

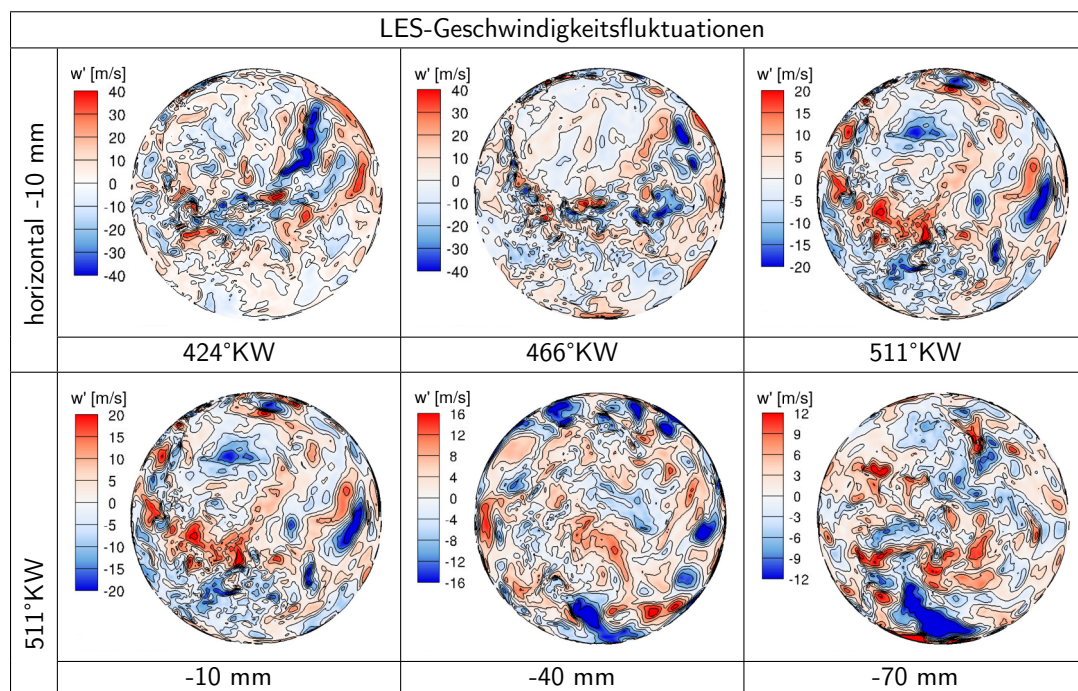
Abbildung 5.9 zeigt die ausgeprägte Einlassströmung über das Einlassventil, die einen in der horizontalen Ebene sichtbaren ringförmigen Einlassstrahl mit hohen vertikalen Geschwindigkeiten (s. vertikale Ebene) bildet. Das instantane Geschwindigkeitsfeld der LES-Rechnung zeigt, dass durch die Umströmung des Einlassventilschaftes und -tellers starke Strömungsfluktuationen entstehen, die im Volumenmittel eine hohe mittlere turbulente kinetische Energie in der Einlassphase erzeugen (vgl. Abb. 5.29(a)). Die Turbulenz und Zyklusunterschiede des hier untersuchten geschleppten 2V-Dieselmotors werden hauptsächlich durch diese Strömung beeinflusst. Diese beiden Strömungscharakteristika werden in den Abschnitten 5.3.4 und 5.3.5 weiter diskutiert.

In Abbildung 5.10 sind die Strömungsfluktuationen der vertikalen Geschwindigkeit  $w'$  für ausgewählte Zeitpunkte und horizontale Ebenen dargestellt. Zum Zeitpunkt 424°KW (horizontale Ebene -10 mm) liegen die Fluktuationen im Einlassstrahl in der Größenordnung von 40 m/s, und betragen damit annähernd die Hälfte der Strömungsgeschwindigkeit. Diese Fluktuationen führen zu einer hohen turbulenten kinetischen Energie von über 500 m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> im Bereich des Einlassstrahls (Abb. 5.30). Die Fluktuationen nehmen im Laufe der Einlassphase (Abb. 5.10, erste Zeile) und bei festem Zeitpunkt mit zunehmender Entfernung vom Einlassventil (Abb. 5.10, zweite Zeile) ab.

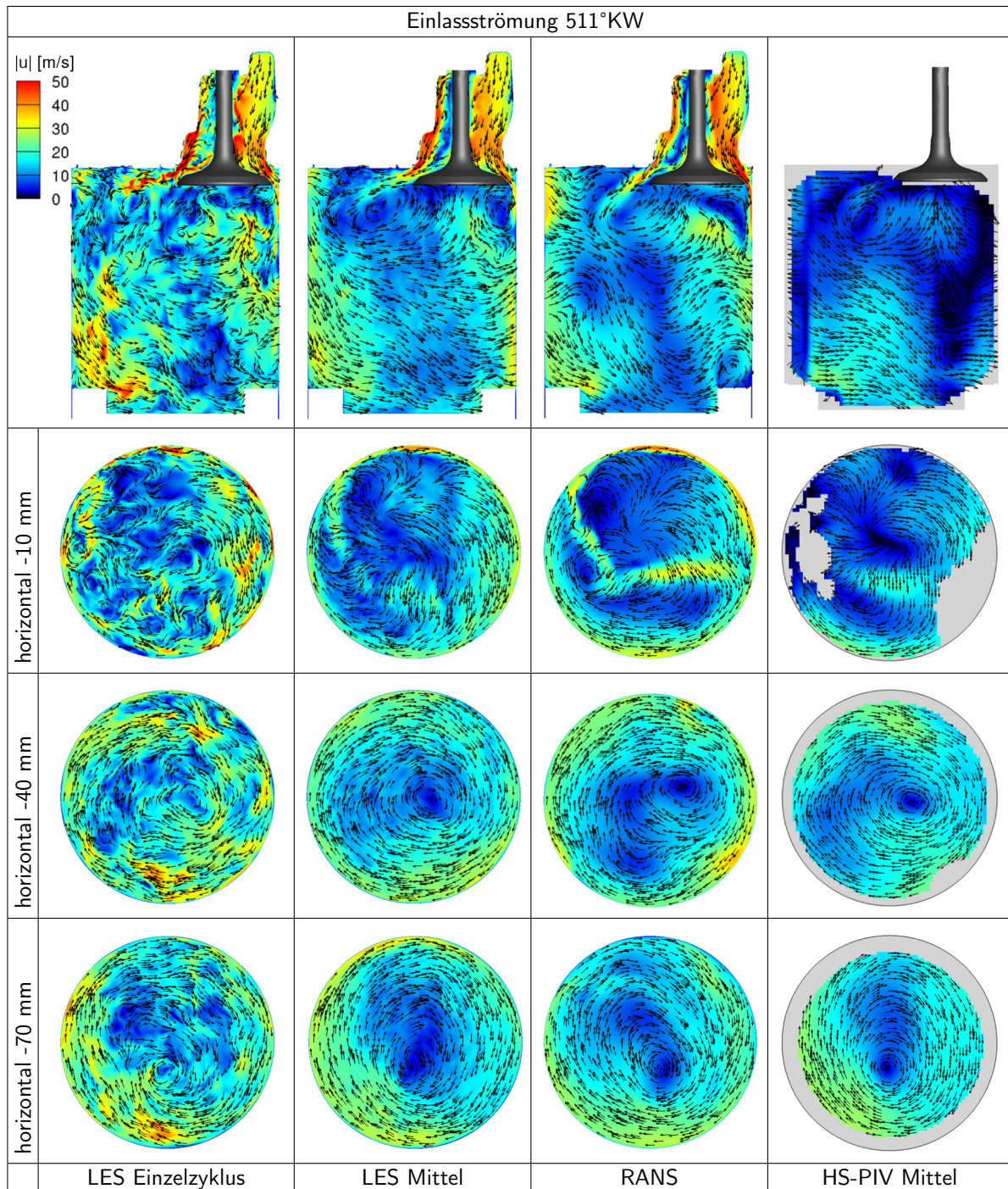




**Abbildung 5.9:** Strömung in der Einlassphase bei halb geöffnetem Einlassventil (424°KW) (Skalierung zeilenweise gültig, wenn nicht anders angegeben).



**Abbildung 5.10:** Zeitliche und räumliche Änderung der LES-Geschwindigkeitsfluktuationen  $w'$  in der Einlassphase.



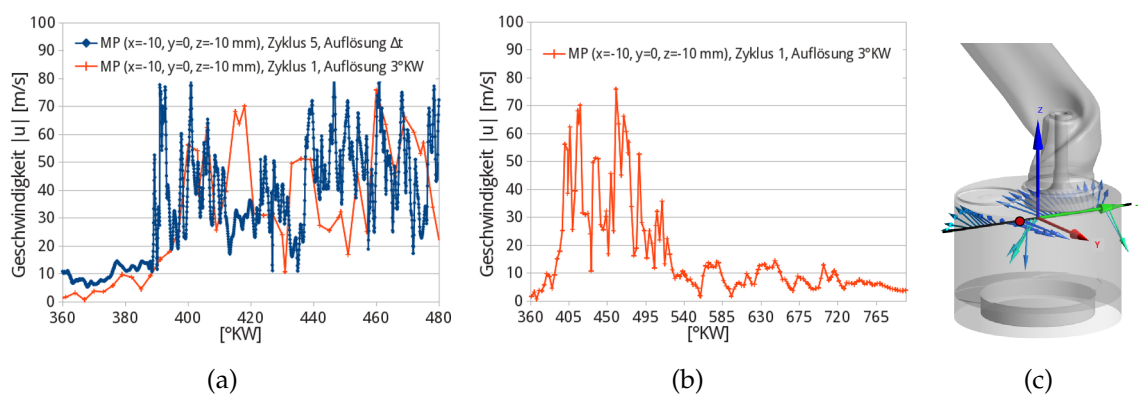
**Abbildung 5.11:** Strömung gegen Ende der Einlassphase nahe UT (511°KW) (Skalierung gilt für gesamte Darstellung).

### Instationäres Verhalten der Einlassströmung

Neben den bereits dargestellten starken örtlichen Variationen der Strömung variiert die Geschwindigkeit auch zeitlich sehr stark. Abbildung 5.12(a) (blaue Kurve) stellt die Variation der Geschwindigkeit in der Einlassphase in einem festen Beobachtungspunkt, der innerhalb des Einlassstrahls liegt (Abb. 5.12(c), roter Symbolpunkt), dar. Die zeitlichen Fluktuationen entsprechen dabei mit einem Bereich von 20...70 m/s der örtlichen



Variation. Die zeitliche Auflösung der in der blauen Kurve dargestellten Geschwindigkeit entspricht der in der LES verwendeten Zeitschrittweite von  $0,03 \dots 0,09^\circ\text{KW}$  mit der die Fluktuationen ausreichend aufgelöst werden können. Werden die Geschwindigkeitsvariationen mit einer zeitlichen Auflösung von  $3^\circ\text{KW}$  aus den transienten Ergebnissdateien der LES bestimmt, kann zwar die Amplitude, jedoch nicht die Frequenz der Geschwindigkeitsvariation wiedergegeben werden (Abb. 5.12(a), rote Kurve<sup>11</sup>). Nachdem das Einlassventil geschlossen und der turbulenzerzeugende Einlassstrahl weggefallen ist, sinken Gesamtbetrag und Schwankungsbreite der Geschwindigkeit deutlich ab (Abb. 5.12(b)). Dieser Verlauf korreliert mit dem Verlauf der brennraumvolumenge-mittelten turbulenten kinetischen Energie (Abb. 5.29(a)).



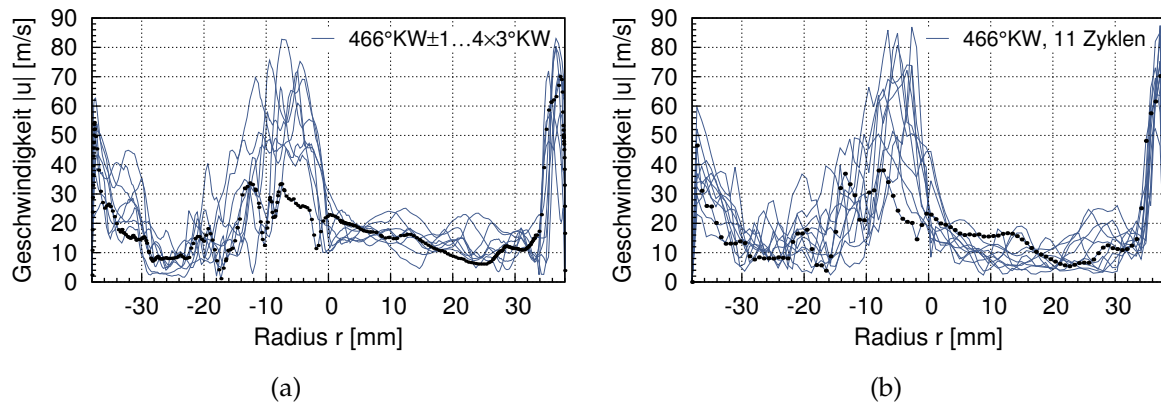
**Abbildung 5.12:** (a,b) Zeitliche Geschwindigkeitsvariation der LES-Einlassströmung in einem ortsfesten Punkt (roter Punkt in (c)); (c) 3D-Charakter der Einlassströmung anhand der Geschwindigkeitsvektoren entlang einer Profillinie 10 mm unterhalb des Brennraum-daches.

Zur Veranschaulichung eines weiteren Aspekts der zeitlichen Geschwindigkeitsvariationen sind in Abbildung 5.13(a) Geschwindigkeitsprofile entlang einer Profillinie 10 mm unterhalb des Brennraumdaches (vgl. Lage in Abb. 5.12(c)) innerhalb eines Zyklus für Zeitpunkte von  $454^\circ\text{KW}$  bis  $478^\circ\text{KW}$  mit einem Abstand von  $3^\circ\text{KW}$  dargestellt. Die Variation dieser Geschwindigkeitsprofile entspricht der Zyklenvariation entlang derselben Profillinie zu einem festen Zeitpunkt  $466^\circ\text{KW}$  (Abb. 5.13(b), 11 Einzelzyklen). Die schwarzen Punkte in Abbildung 5.13 entsprechen jeweils der Auflösung der zugrunde liegenden Daten. Die Geschwindigkeitsprofile in Abbildung 5.13(a) wurden mit der Originalauflösung der LES-Rechnung geplottet. Um eine Reduktion der Datenmenge für weitere Auswertungen zu erreichen, wurden die LES-Ergebnisse ebenenweise<sup>12</sup> auf ein orthogonales, äquidistantes Gitter projiziert. Die Daten der horizontalen Ebenen, die für die Geschwindigkeitsprofile in Abbildung 5.13(b) zugrunde liegen, wurden auf ein  $100 \times 100$ -Gitter<sup>13</sup> projiziert. Der Vergleich beider Abbildungen zeigt, dass für die grafische Darstellung der fluktuierenden Geschwindigkeit diese Auflösung ausreichend ist.

<sup>11</sup> Geschwindigkeiten eines anderen Zyklus im selben Beobachtungspunkt

<sup>12</sup> Projiziert wurde auf die in den experimentellen Untersuchungen verwendeten horizontalen und vertikalen Ebenen, vgl. Abb. 5.2.

<sup>13</sup> das entspricht einer Auflösung von  $\approx 0,7 \times 0,7$  mm



**Abbildung 5.13:** Profile des LES-Geschwindigkeitsbetrages entlang einer horizontalen Mittellinie 10 mm unterhalb des Brennraumdaches zum Zeitpunkt  $466^\circ\text{KW}$  (Mitte Einlassphase): (a) Variation innerhalb eines Zyklus zu unterschiedlichen Zeitpunkten ( $466^\circ\text{KW} \pm 1 \dots 4 \times 3^\circ\text{KW}$ ), (b) Variation zum gleichen Zeitpunkt  $466^\circ\text{KW}$  in 11 Einzelzyklen. (Punktierte Linie – Datenauflösung).

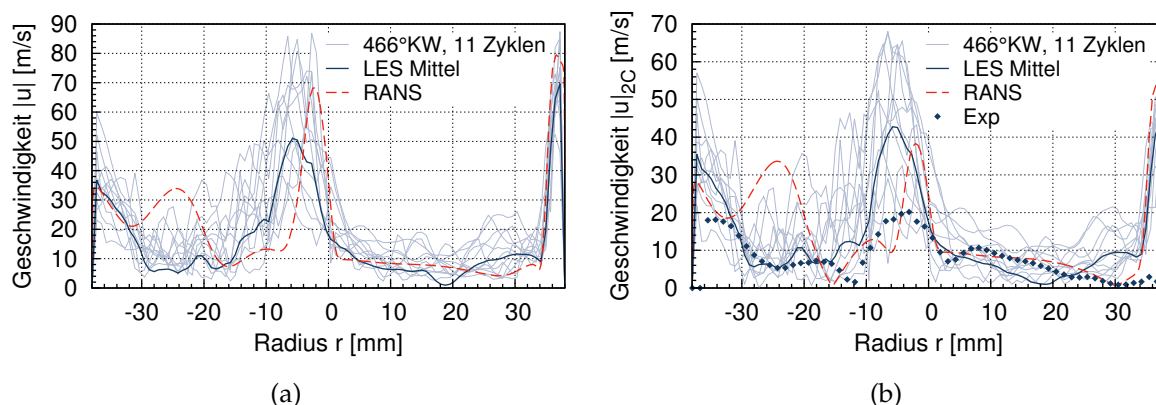
### Vergleich LES – RANS – Experiment

In den Abbildungen 5.9 und 5.11 wurden bereits instantane und gemittelte LES-Ergebnisse den RANS- und experimentellen Strömungsfeldern gegenübergestellt. Dieser Vergleich wird nun anhand von Geschwindigkeitsprofilen für den charakteristischen Zeitpunkt  $466^\circ\text{KW}$  (Mitte Einlassphase) eingehender diskutiert.

Dargestellt sind in Abbildung 5.14(a) die in der LES berechneten Einzelzyklen (hellblau im Hintergrund) zusammen mit dem daraus berechneten Mittelwert (dunkelblaue Linie) und dem mit der RANS-Lösung berechneten Geschwindigkeitsprofil (rote Linie). Zu erkennen sind die hohen Geschwindigkeiten des Einlassstrahlrings bei  $r \approx -5$  mm und  $r \approx 35$  mm. Während die zylinderwandnahen Einlassstrahlen aus LES und RANS gut übereinstimmen, gibt es für den mittig gelegenen Strahl deutliche Unterschiede. Der RANS-Strahl ist schmaler ( $r = -6 \dots 0$  mm) und dessen Maximum liegt bei  $r = -2$  mm dichter am Einlassventil (LES:  $r = -10 \dots 0$  mm, max. bei  $-5$  mm). Zusätzlich ist die maximale Geschwindigkeit mit 70 m/s um 20 m/s höher, als der gemittelte LES-Wert. Dieser maximale Wert der RANS entspricht den maximalen Geschwindigkeiten der Einzelzyklen. Durch die Mittelung der in  $r$ -Richtung variierenden LES-Einzelzyklusstrahlen entsteht jedoch ein deutlich geringerer LES-Mittelwert.

Für den Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Daten in Abbildung 5.14(b) wurden zweikomponentige Geschwindigkeitsbeträge  $|u|_{2C}$  mit den Komponenten der horizontalen Ebene berechnet. Der in der LES berechnete mittlere Einlassstrahl entspricht in Breite und Lage den experimentellen Ergebnissen. Ursache für den deutlich geringeren Geschwindigkeitsbetrag im Experiment sind die großen Vertikalkomponenten der Geschwindigkeit, die in der horizontalen Ebene mit PIV nicht vollständig aufgelöst werden können (vgl. Abschnitt 5.1.1).

In der Einlassphase ist die Strömung stark dreidimensional ausgeprägt (vgl. Abb. 5.12(c)), so dass auch für die vertikale Messebene hohe Quergeschwindigkeiten auftreten.



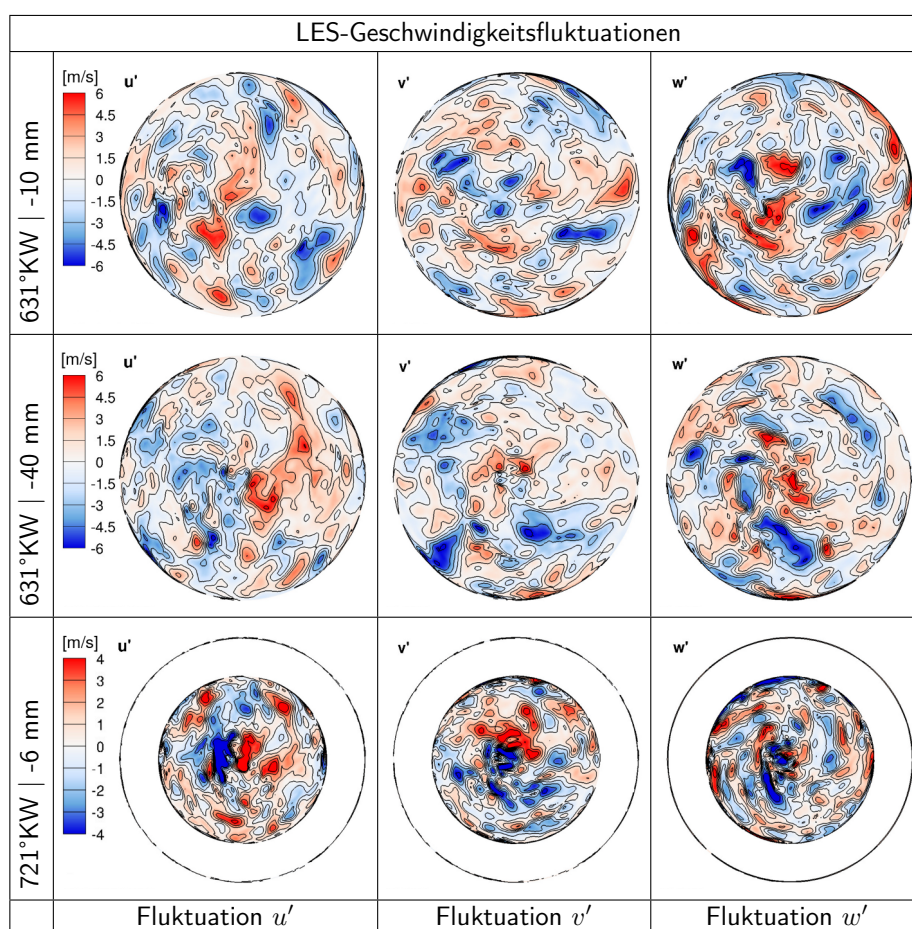
**Abbildung 5.14:** Vergleich der gemittelten Geschwindigkeitsprofile aus LES, RANS und Experiment entlang einer horizontalen Mittellinie 10 mm unterhalb des Brennraumdaches zum Zeitpunkt 466°KW (Mitte Einlassphase): (a) LES und RANS mit dreikomponentigem Geschwindigkeitsbetrag  $|u|$ , (b) LES, RANS und Experiment mit zweikomponentigem Geschwindigkeitsbetrag  $|u|_{2C}$ .

ten. Der Vergleich von Beträgen, die aus den Komponenten der vertikalen Messebene gebildet werden, ergibt deshalb ein ähnliches Bild, wie für die horizontale Messebene. Ein vollständiger Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Daten für Validierungszwecke ist deshalb in dieser Phase nicht möglich. Generell ist die PIV-Untersuchung der vertikalen Ebene für den gesamten Arbeitsspielzeitraum schwierig, da zum einen die gekrümmte Zylinderoberfläche die Messung erschwert hat, und es sich zum anderen um eine drallbehaftete Strömung handelt, die in den horizontalen Messebenen besser erfasst werden kann.

Die maximalen Werte des mittleren Einlassstrahls von RANS und LES stimmen bei Betrachtung der zweikomponentigen Geschwindigkeitsbeträge überein (Abb. 5.14(b)), was darauf hindeutet, dass in der RANS hauptsächlich die vertikalen Geschwindigkeitskomponenten von den LES-Mittelwerten abweichen. Der lineare Anstieg der mittleren LES-Geschwindigkeit ab  $r \approx -30$  mm zur linken Zylinderwand hin zeigt in Übereinstimmung zum Experiment die sich in diesem Bereich ausbildende Drallströmung. In der RANS-Simulation wird ein weiterer Bereich mit hohen Geschwindigkeiten bei  $r \approx -30 \dots -20$  mm berechnet. Dieser tritt in LES und Experiment nicht auf, d.h. es wird ein anderer Strömungsverlauf berechnet. Der Unterschied im Strömungsprofil ergibt sich aus einer anders gerichteten Rückströmung, die in der vertikalen Schnittebene in Abbildung 5.9 sichtbar wird. Am Ende des mittleren Einlassstrahls entstehen in der RANS zwei Wirbel, die gemittelte LES-Strömung zeigt dagegen nur einen in Richtung Mulde gerichteten Wirbel.

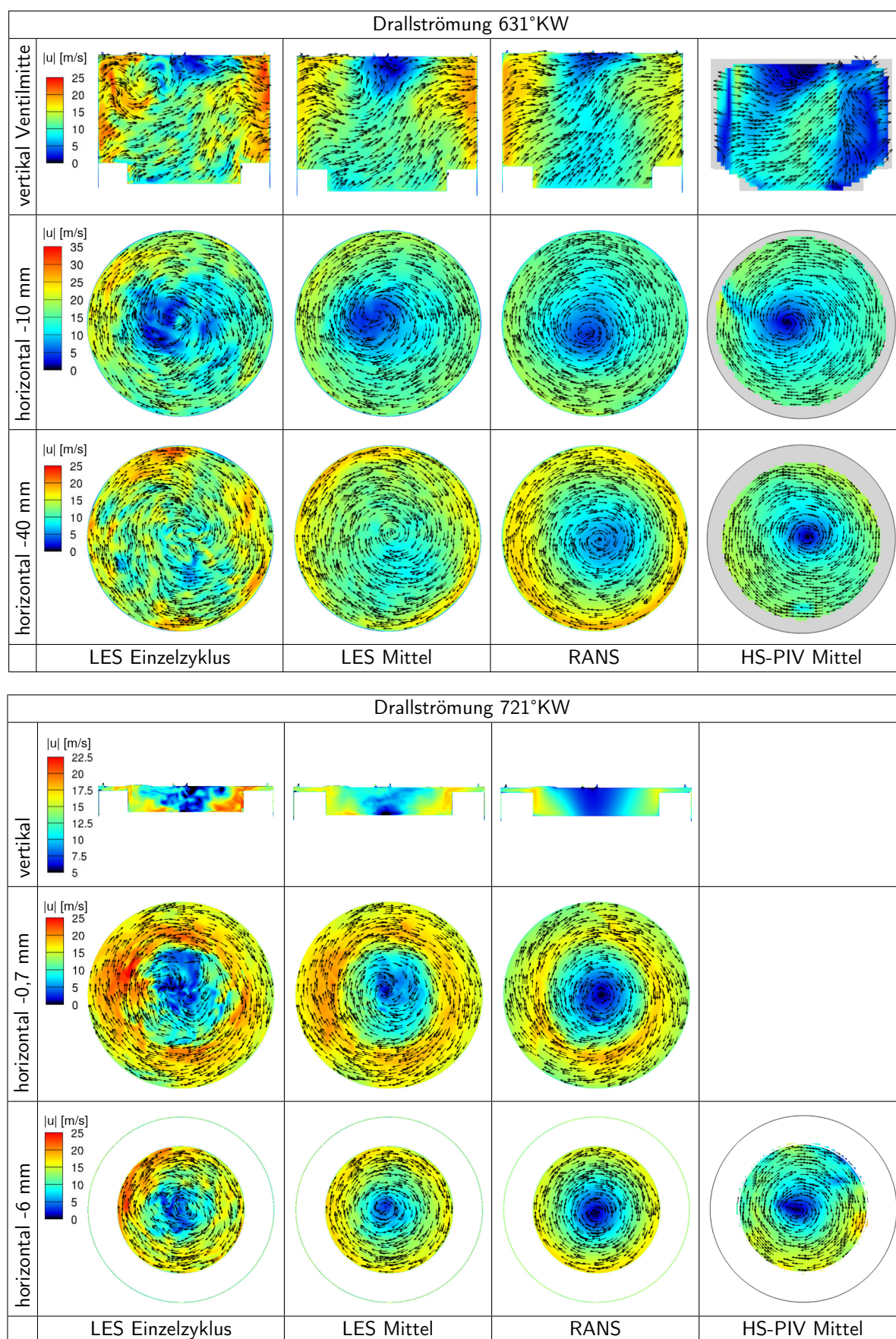
### 5.3.3 Drallströmung

In Abbildung 5.16 ist die Drallströmung zu Zeitpunkten in der Mitte der Kompressionsphase (631°KW, obere Grafik) und nahe ZOT (721°KW, untere Grafik) dargestellt. Die Drallströmung bildet sich im Laufe der Kompressionsphase aus. Die Geschwindigkeit ist geringer als in der Einlassphase und bleibt während der Kompression nahezu konstant (vgl. auch Abb. 5.12(b)). Die Strömungsfluktuationen nehmen ebenfalls ab, wie im Vergleich von LES-Einzelzyklus zu Mittelwert zu erkennen ist. Die Darstellung der Fluktuationen aller drei Komponenten in Abbildung 5.15 für unterschiedliche Orte und Zeiten zeigt, dass diese bei einer Größenordnung von 4...5 m/s räumlich und zeitlich im Laufe der Kompression nahezu konstant sind. Außerdem gleichen sich die Fluktuationen in Struktur und Größenordnung in den drei Komponenten. Dies unterstützt die Verwendung der Isotropieannahme für einige der in der Auswertung eingesetzten Abschätzungen, wie z.B. für die Berechnung einer dreidimensionalen TKE aus zweikomponentigen experimentellen Daten (Abschnitt 5.3.5).



**Abbildung 5.15:** LES-Geschwindigkeitsfluktuationen  $u'$ ,  $v'$  und  $w'$  der Drallströmung für ausgewählte Zeitpunkte und horizontale Ebenen (Skalierung zeilenweise gültig).



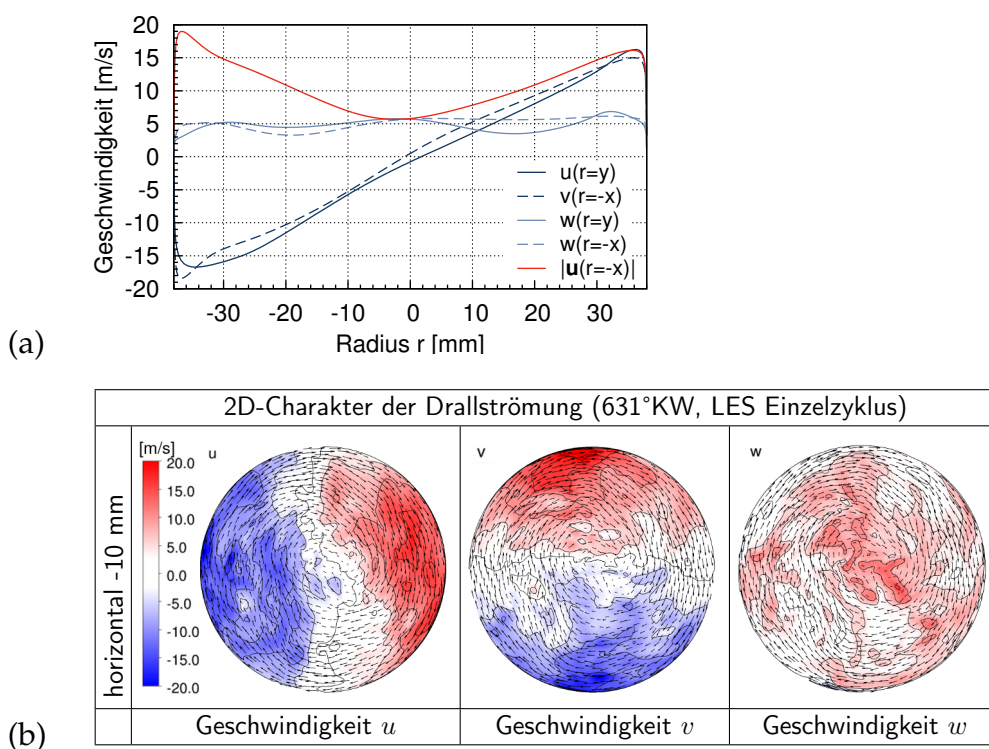


**Abbildung 5.16:** Drallströmung zu den Zeitpunkten 631°KW (Mitte Kompressionsphase, oben) und 721°KW (ZOT, unten, die horizontale Ebene 6 mm unterhalb des Brennraumdaches liegt in der Mulde). (Die Legenden gelten zeilenweise.)

## Festkörperwirbel- und 2D-Charakter

Das charakteristische Geschwindigkeitsprofil der Drallströmung entspricht dem eines Festkörperwirbels. Das Geschwindigkeitsfeld der vertikalen Ventilmittenebene<sup>14</sup> (Abb. 5.16) zeigt die Überlagerung dieser Drallströmung mit einer vertikalen aufwärts gerichteten Strömung, die durch die Kolbenbewegung nach oben hervorgerufen wird. In Abbildung 5.17(a) sind die Geschwindigkeitskomponenten aus der RANS-Simulation entlang horizontaler Linien, die parallel zu den Zylinderkoordinatenachsen ( $r=x,y$ ) verlaufen, dargestellt. Deutlich zu erkennen ist das Strömungsprofil eines Festkörperwirbels mit  $u(r) \propto r$  für die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten  $u(y)$  und  $v(x)$  (dunkelblaue Linien). Die über  $r$  konstant aufwärts gerichtete Strömung für die vertikale Geschwindigkeitskomponente  $w(x)$  und  $w(y)$  (hellblaue Linie) entspricht mit  $\approx 5$  m/s ungefähr der Kolbengeschwindigkeit, die zum Zeitpunkt 630°KW 6,32 m/s beträgt<sup>15</sup>.

Auch für die Geschwindigkeiten der LES-Einzelzyklen ist diese Charakteristik deutlich zu erkennen – für die horizontalen Geschwindigkeiten  $u$  und  $v$  die proportionale Abhängigkeit vom Radius  $r$  und die nahezu konstante vertikale Geschwindigkeit  $w$  (Abb. 5.17(b)). Diese quasi-zweidimensionale Strömung kann mit der PIV vollständig erfasst werden und ist damit sehr gut geeignet für Validierungsvergleiche der LES-Ergebnisse zu den experimentellen Daten.



**Abbildung 5.17:** 2D-Charakter der Drallströmung in der Kompressionsphase (631°KW) (a) RANS-Ergebnisse und (b) LES-Einzelzyklus (horizontale Achse bzw. Ebene 40 mm unterhalb des Brennraumdaches, Skalierung gültig für alle drei Komponenten).

<sup>14</sup> Diese liegt nicht auf der Zylindermittle, wurde aber verwendet, da die Daten der HS-PIV-Untersuchung nur in dieser Ebene zur Verfügung stehen, vgl. Abschnitt 5.1.1.

<sup>15</sup> Berechnet für die ungestauchte Kolbenhubkurve anhand der ersten Ableitung  $\dot{s}_s$  von Gleichung 4.3.



### Drallzentrum und Drallachse

In den horizontalen Strömungsfeldern der Kompressionsphase in Abbildung 5.16 ist die Drallströmung und das zugehörige Drallzentrum deutlich erkennbar. Die Lage des Drallzentrums wurde ebenenweise für die in der LES und RANS berechneten Strömungsfelder bestimmt und mit den experimentellen Daten verglichen.

#### Bestimmung des Drallzentrums

Für die LES wurde das Drallzentrum analog zu den PIV-Auswertungen [66, 65] über den Extremwert des Betrages der Rotation des normierten Geschwindigkeitsfeldes  $J(\mathbf{u})$  (5.8) bestimmt. Da die Geschwindigkeiten im Drallzentrum sehr klein sind, ist die Rotation der normierten Geschwindigkeit  $\nabla \times (\mathbf{u}/|\mathbf{u}|)$  für die Bestimmung des Drallzentrums, insbesondere für die instantanen Einzelzyklen der LES, geeigneter als die Wirbelstärke  $\nabla \times \mathbf{u}$ . Der maximale Wert von  $J(\mathbf{u})$  liegt zu einem konstanten Zeitpunkt  $t=const.$  im Drallzentrum mit den Koordinaten  $\mathbf{x}_D$

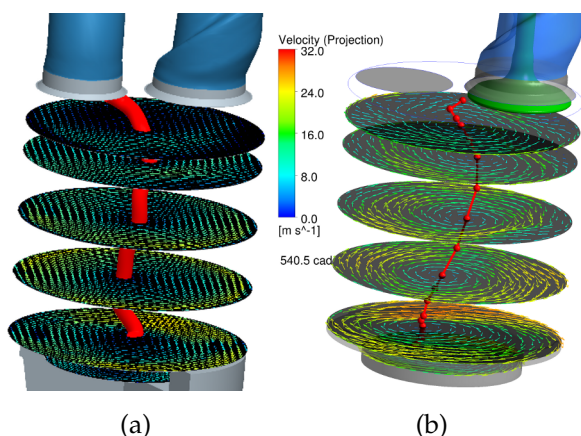
$$J(\mathbf{u}) = \left| \nabla \times \left( \frac{\mathbf{u}}{|\mathbf{u}|} \right) \right| \longrightarrow \mathbf{x}_D : \max_{\mathbf{x}} J(\mathbf{u}(\mathbf{x})) . \quad (5.8)$$

Für die Bestimmung des Drallzentrums in einer horizontalen Ebene mit  $\mathbf{x} = (x, y)$  wird  $J(\mathbf{u})$  mit den zwei in der Ebene liegenden Geschwindigkeitskomponenten  $\mathbf{u} = (u, v)$  bestimmt

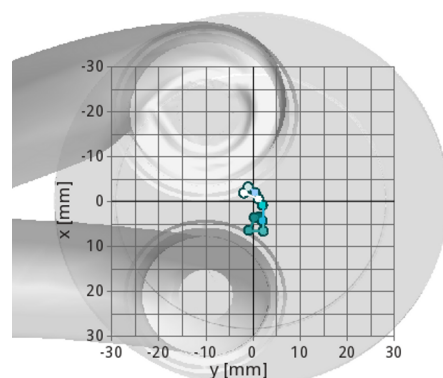
$$J(\mathbf{u}) = \left| \partial_x \left( \frac{v}{\sqrt{u^2 + v^2}} \right) - \partial_y \left( \frac{u}{\sqrt{u^2 + v^2}} \right) \right| \longrightarrow (x_D, y_D) : \max_{x,y} J(u(x, y), v(x, y)). \quad (5.9)$$

Die hohen Geschwindigkeitsgradienten aufgrund der Wandhaftbedingungen führen zu einer sehr hohen Wirbelstärke an der Zylinderwand, so dass das über (5.9) gefundene Maximum der gesamten Ebene immer an der Wand liegt. Deshalb ist eine Einschränkung des Bereiches für die Extremwertbestimmung notwendig, z.B. auf  $r < r_{max}=25$  mm für eine horizontale Ebene im Brennraum ( $r_B=38$  mm). Eine ähnliche Einschränkung ist, trotz fehlender Wandschichtauflösung, auch im Experiment notwendig.

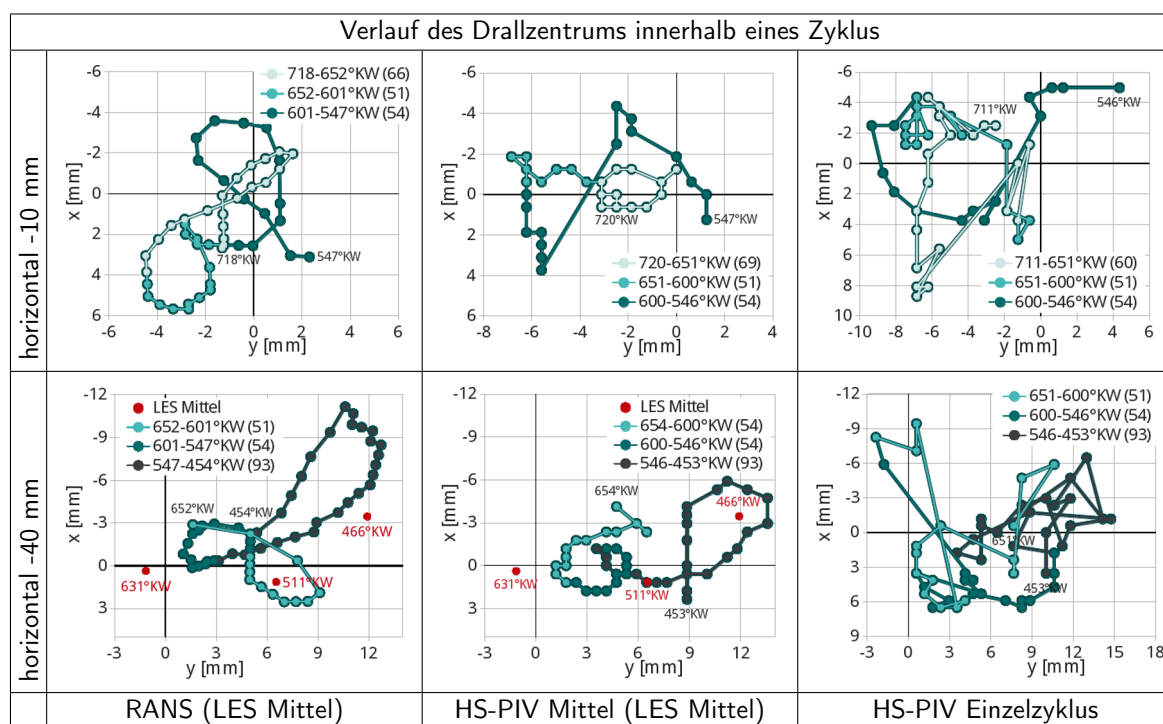
Für das gemittelte Strömungsfeld der RANS-Simulation wurde die Lage des Drallzentrums über den Extremwert der Wirbelstärke der (nicht-normierten) Geschwindigkeit  $\nabla \times \mathbf{u}$  bestimmt. Diese Vorgehensweise ist für die Auswertung in ANSYS CFX Post einfacher bzw. schneller, da die Geschwindigkeitsgradienten bereits im Lösungsfeld enthalten sind und nicht neu berechnet werden müssen. Für das „glatte“ mittlere Geschwindigkeitsfeld der RANS-Simulation liefert auch dieser Ansatz zuverlässige Werte. Da der Druck zur Wirbelmitte hin abnimmt, ist die Bestimmung des Drallzentrums über den minimalen Druck  $\mathbf{x}_D : \min_{\mathbf{x}} p(\mathbf{x})$  eine weitere leicht zu berechnende Variante, die für die RANS-Ergebnisse verwendet werden kann.



**Abbildung 5.18:** 3D-Visualisierung der Drallachse aus den (a) PIV-Daten und (b) RANS-Daten.



**Abbildung 5.19:** Koordinatensystem der horizontalen Ebenen.



**Abbildung 5.20:** Verlauf des Drallzentrums innerhalb eines Zyklus für den Zeitraum 454°KW (Mitte Einlassphase) bis 720°KW (ZOT).

### Grafische Darstellung

Mithilfe der so bestimmten Drallzentren können unterschiedliche Strömungscharakteristika dargestellt werden. Neben der Zyklusvariation der Drallzentrumposition, die in Abschnitt 5.3.4 diskutiert wird, lässt sich die Variation des Drallzentrums innerhalb eines Zyklus darstellen. Aus den konventionellen PIV-Daten stehen z.B. zum Zeitpunkt 540°KW (UT) die Drallzentren von insgesamt 12 horizontalen Ebenen zur Verfügung (vgl. Abschnitt 5.1.1). Damit lässt sich die räumliche Verdrehung der Drallachse im Brennraum visualisieren (Abb. 5.18(a)). Eine analoge Darstellung ergibt die ebenenweise Auswertung des Drallzentrum für die RANS-Simulation (Abb. 5.18(b)).

Der Verlauf der Drallachse aus den experimentellen Daten in der horizontalen Projektion ist in Abbildung 5.19 anhand des farbigen Gradienten von hell- zu dunkeltürkis für 2...87 mm unterhalb des Brennraumdaches zusammen mit dem Koordinatensystem der horizontalen Ebenen dargestellt.

In Abbildung 5.20 ist die zeitliche Variation des Drallzentrums innerhalb der horizontalen Ebenen 10 mm und 40 mm unterhalb des Brennraumdaches mit dem in Abbildung 5.19 gegebenen Koordinatensystem für Ergebnisse der RANS, der gemittelten HS-PIV-Daten und eines HS-PIV-Einzelzyklus dargestellt. Das schleifenförmige Wandern des Drallzentrums ist sehr gut für RANS und gemittelte experimentelle Daten erkennbar. Der Einzelzyklus zeigt eine erwartungsgemäß deutlich geringer strukturierte Bewegung des Drallzentrums. Für die Daten eines HS-PIV-Einzelzyklus ergeben sich ggü. dem gemittelten Zyklus aufgrund von Messungenauigkeiten Schwierigkeiten, das Drallzentrum über das Kriterium (5.9) zu bestimmen. Das erklärt zum Teil das „Zappeln“ des Drallzentrums für den HS-PIV-Einzelzyklus in Abbildung 5.20. Die örtliche und zeitliche Ausdehnung der Bewegung stimmt in RANS und Experiment überein. Unter Annahme einer Umfangsgeschwindigkeit von 18 m/s (vgl. Abb. 5.16) dreht sich die Ladung im Zeitraum von 454-652°KW ca. 1,66 Mal um die Zylindermittte. Im selben Zeitraum durchwandert das Drallzentrum in Abbildung 5.20 (RANS, -40 mm) mehr als drei Schleifen, also ungefähr doppelt so oft wie die Ladungsdrehung. Zusätzlich sind in Abbildung 5.20 (HS-PIV Mittel, -40 mm) die Drallzentren aus den gemittelten LES-Ergebnissen dargestellt, die in der zeitlichen Lage gut zu den experimentellen Daten passen.

## Drallzahl

Die Drallzahl stellt das Verhältnis der Drehgeschwindigkeit der Ladungsbewegung um die Zylinderhochachse zu der (konstanten) Motordrehzahl<sup>16</sup>  $N$  dar. Der Verlauf der Drallzahl in Abhängigkeit von °KW ist eine charakteristische Größe für Motorinnenströmungen, insbesondere für die dralldominierte dieselmotorische Verbrennung. Üblicherweise wird die Drallzahl auf die volumengemittelte Drehgeschwindigkeit bezogen, aber auch eine auf horizontale Ebenen bezogene Auswertung ist möglich.

### *Berechnung und Vergleichbarkeit*

Die Formel für die volumengemittelte Drallzahl  $D$  bezogen auf die Zylinderhochachse als konstantes Drehzentrum lautet mit der Volumenintegration über das Brennraumvolumen  $V$

$$D(t) = \frac{1}{2\pi N} \frac{\int_V (xv(x,t) - yu(x,t)) dV}{\int_V (x^2 - y^2) dV}. \quad (5.10)$$

Eine auf das Massenzentrum  $x_M$  bezogene Drallzahl (s. Anhang (A.7), [5]) liefert über °KW aufgetragen für den hier untersuchten Motor den gleichen Verlauf, da das Massenzentrum nahezu auf der Zylinderachse liegt, d.h.  $x_M, y_M \approx 0$  (vgl. Drallachse in Abb. 5.18). Eine Berechnung der Drehgeschwindigkeit der Ladungsbewegung bezogen auf

<sup>16</sup> Für den in dieser Arbeit betrachteten Betriebspunkt ist  $N=1500$  U/min.

das Massenzentrum ist sinnvoll bei a priori nicht bekannter Lage der Drehachse, wie es z.B. für die Berechnung der Tumblezahl<sup>17</sup> der Fall ist. Das Tumblezentrum wandert im Brennraum in Abhängigkeit vom Kolbenhub [13, 33].

Die Bestimmung einer ebenengemittelten Drallzahl  $D_E$  einer horizontalen Ebene mit  $z=z_E=const.$  lässt sich mit konstantem Drehzentrum  $(0,0,z_E)$  wie folgt berechnen

$$D_E(t) = \frac{1}{2\pi N} \frac{\int_x \int_{y,z=z_E} (xv(\mathbf{x}, t) - yu(\mathbf{x}, t)) dx dy}{\int_x \int_{y,z=z_E} (x^2 - y^2) dx dy}. \quad (5.11)$$

Die ebenenweise Drallzahl ermöglicht einen direkten Vergleich zwischen Simulation und experimentellen Ergebnissen, in denen die Geschwindigkeiten nur in den gemessenen horizontalen Ebenen zur Verfügung stehen. Durch Mittelung über alle im jeweiligen Zeitschritt vorhandenen Ebenen-Drallzahlen wird im Experiment eine diskrete volumengemittelte Drallzahl bestimmt (Abb. 5.21(a), rote Symbole). Dafür wurden die Daten der konventionellen PIV-Untersuchung verwendet, da dort eine hohe Anzahl an horizontalen Ebenen mit uneingeschränktem Blickfeld (vgl. Abschnitt 5.1.1) zur Verfügung steht.

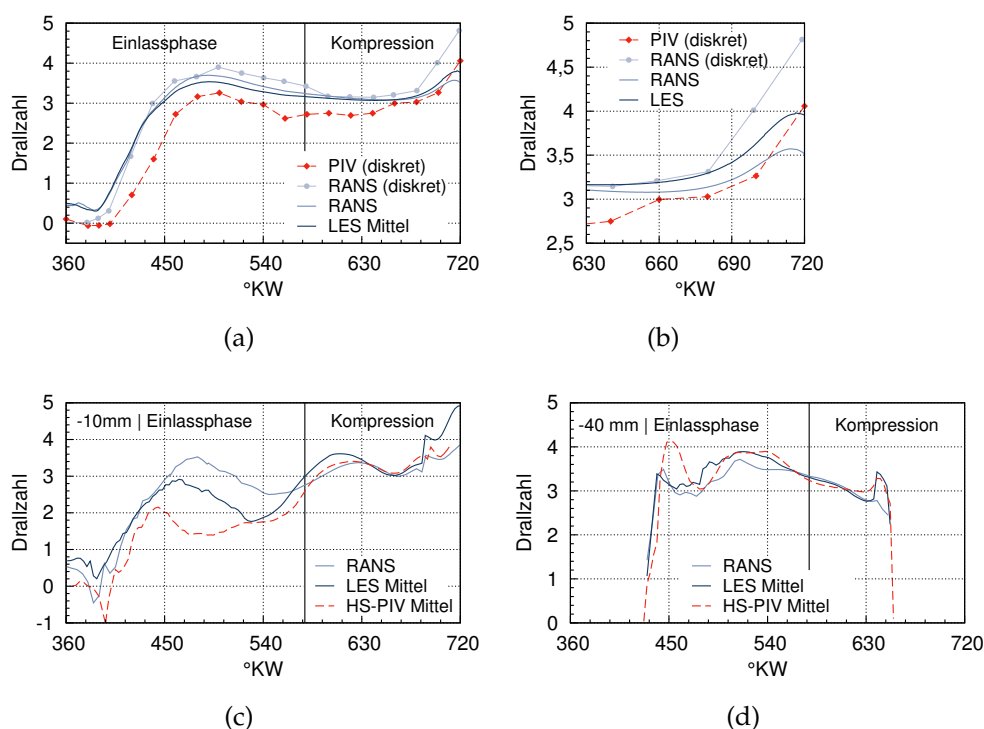
Die Vergleichbarkeit dieser diskreten experimentellen Drallzahl mit den 3D-volumengemittelten Drallzahlen aus der Simulation wurde anhand der RANS-Ergebnisse untersucht. Dabei wurde analog zum Experiment eine diskrete Drallzahl bestimmt (Abb. 5.21(a), hellblaue Symbole). Der Verlauf der diskreten Drallzahl stimmt mit der volumengemittelten Drallzahl (Abb. 5.21(a), hellblaue Linie) weitestgehend überein, so dass ein direkter Vergleich der 3D-Drallzahl aus der Simulation mit der diskreten experimentellen Drallzahl möglich ist. Abweichungen zwischen den beiden RANS-Drallzahlen gibt es zu Beginn der Einlassphase und zum Ende der Kompressionsphase, also zu Zeitpunkten bei denen der Kolben nahe OT ist und deshalb nur wenige horizontale Ebenen für eine Mittelung zur Verfügung stehen. Für einen Vergleich der Drallzahlen nahe OT ist es also sinnvoll, die Auswertung der 3D-Simulationsergebnisse an die experimentelle Auswertung anzupassen oder ebenengemittelte Werte zu verwenden.

### *Drallzahlverlauf*

Abbildung 5.21(a) zeigt für Simulations- und experimentelle Daten den charakteristischen Verlauf der Drallzahl über °KW in der Einlass- und Kompressionsphase. Ausgehend von einer nahezu drallfreien Strömung am Ende der Auslassphase (360°KW) wird über die hohen drallbehafteten Geschwindigkeiten der Einlassströmung der Drall in der ersten Hälfte der Einlassphase, bis der maximale Ventilhub erreicht ist (460°KW), erzeugt. Über den Zeitpunkt *Einlassventil schließt* (580°KW) bis gegen Ende der Kompressionsphase (~660°KW) ist die Drallzahl nahezu konstant. Nahe ZOT (720°KW) wird die um die Zylinderhochachse drehende Strömung auf den Muldenradius eingeeengt, so dass aufgrund des Momentenerhalts die Drallzahl ansteigt. Im Volumenmittel zeigt der LES-Drallzahlverlauf zu diesem Zeitpunkt einen höheren Anstieg als die RANS (Abb. 5.21(b)). Zwischen diskreter experimenteller und diskreter RANS-Drallzahl gibt es eine in der Einlassphase konstante Abweichung, die im Laufe der Kompressionsphase

<sup>17</sup> Drehung um eine horizontale Brennraumachse

geringer wird. Eine Ursache dafür ist in der ebenenweisen Betrachtung der Drallzahlen zu finden (Abb. 5.21(c) und 5.21(d)): Aufgrund der hohen vertikalen Geschwindigkeitskomponenten, die in der Einlassphase im oberen Brennraum auftreten und die mit der PIV nicht vollständig erfasst werden können, weichen Experiment und Simulation deutlich voneinander ab (vgl. Einlassphase in Abb. 5.21(c)). In der Kompressionsphase bei ausgebildeter Drallströmung mit 2D-Charakter stimmen die Werte dagegen im gesamten Brennraum deutlich besser überein, so dass die Abweichung geringer wird. In der Ebene 10 mm unterhalb des Brennraumdaches (Abb. 5.21(c)) weicht die Drallzahl der LES bei Eintritt in die Mulde weiter vom Experiment ab als die Drallzahl der RANS-Simulation. In der 40 mm-Ebene (Abb. 5.21(d)) wird der Drallanstieg bei 615°KW von der LES im Gegensatz zur RANS gut wiedergegeben.

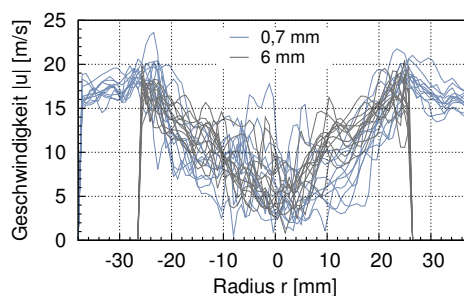


**Abbildung 5.21:** Volumengemittelter (a,b) und ebenengemittelter (c,d) Drallzahlverlauf in der Einlass- und Kompressionsphase: Vergleich von LES-, RANS- und experimenteller Drallzahl.

### Geschwindigkeitsprofile

Wie bereits in diesem Abschnitt diskutiert, entspricht das Geschwindigkeitsprofil der ausgebildeten Drallströmung dem eines Festkörperwirbels. Zum Zeitpunkt ZOT ist diese Charakteristik auch für die Einzelzyklen der LES, die in Abb. 5.22 dargestellt sind, deutlich zu erkennen. Die Profile entlang der horizontalen Mittellinien 0,7 mm (im Quetschspalt) und 6 mm (in der Mulde) unterhalb des Brennraumdaches zeigen dabei gleich große Geschwindigkeitsbeträge und Fluktuationen.

In Abbildung ?? und ?? sind Profile der Geschwindigkeitskomponenten  $u(x)$  bzw.  $v(x)$  aus LES und RANS im Vergleich zu den experimentellen HS-PIV-Daten dargestellt. Die



**Abbildung 5.22:** Instantane Geschwindigkeitsprofile der LES-Einzelzyklen im ZOT entlang horizontaler Mittellinien 0,7 mm (im Quetschspalt) und 6 mm (in der Mulde) unterhalb des Brennraumdaches.

Profillinien liegen parallel zur  $x$ -Achse, d.h.  $r = -x$ , in den horizontalen Ebenen 6, 10, 40 und 70 mm unterhalb des Brennraumdaches (eine Reihe pro Ebene). Dargestellt sind die Geschwindigkeiten zu ausgewählten Zeitpunkten in der Einlass- und Kompressionsphase (466°KW, 541°KW, 631°KW und 721°KW, eine Spalte pro Zeitpunkt). Für LES und HS-PIV sind jeweils Mittelwert (durchgezogene Linie) und Streuband (gestrichelte Linie) und für die LES zusätzlich ein Einzelzyklus (hellgraue Linie) aufgetragen. Das Streuband basiert dabei auf der zweifachen Standardabweichung (für HS-PIV  $\sigma$  und für LES  $\tilde{\sigma}_{LES}$ , vgl. Gleichung (5.14)).

Die Geschwindigkeiten zum Zeitpunkt 466°KW sind gekennzeichnet durch starke Schwankungen, die durch die mit hoher Geschwindigkeit einströmende Luft erzeugt werden und an den breiten Streubändern zu erkennen sind. Zu diesem Zeitpunkt ist das Einlassventil maximal geöffnet und ragt in die 6 mm unterhalb des Brennraumdaches gelegene Profilebene (oberste Zeile) hinein. Die Strömungscharakteristik und Vergleichbarkeit mit den experimentellen Daten zu diesem Zeitpunkt wurde bereits in Abschnitt 5.3.2, Abbildung 5.14 diskutiert. Qualitativ zeigt die LES in Mittelwert und Streuung eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Profilen (vgl. z.B. Abb. ??, 466°KW, -10 mm).

Zum Zeitpunkt 541°KW im UT gegen Ende der Einlassphase beginnt sich im unteren Brennraumbereich die Drallströmung auszubilden. Das ist gut an den  $v$ -Geschwindigkeiten (Abb. ??) in den Ebenen 40 und 70 mm unterhalb des Brennraumdaches zu erkennen – ein nahezu linearer Verlauf von -20 m/s für  $r \approx -38$  mm bis +20 m/s für  $r \approx +38$  mm. Die  $v$ -Geschwindigkeiten der LES stimmen in allen Ebenen sehr gut in Mittel und Streuung mit den experimentellen Daten überein, während die RANS (außer für -40 mm) teilweise von der experimentellen Profillinie abweicht. Die  $u(x)$ -Geschwindigkeiten sind erwartungsgemäß nahe Null, sind aber durch relativ zur Absolutgeschwindigkeit starke Fluktuationen gekennzeichnet, die von der LES gut wiedergegeben werden (z.B. Abb. ??, 541°KW, -70 mm).

Deutlich sind die für den ausgebildeten Drall charakteristischen  $u$ - und  $v$ -Geschwindigkeiten in allen Ebenen zum Zeitpunkt 631°KW (Mitte Kompressionsphase) und nahe ZOT (721°KW) zu erkennen. RANS und LES geben die Profile im Vergleich zum Experiment gut wieder, wobei die LES eine etwas bessere Übereinstimmung zeigt (z.B. Abb. ??, 631°KW, -10 mm oder ??, 631°KW, -40 mm). Zum Zeitpunkt ZOT weichen

die  $v$ -Geschwindigkeiten der Simulationsergebnisse (LES und RANS) etwas stärker von den experimentellen Daten ab, wobei diese nicht mehr ein klassisches Drallprofil darstellen. An dieser Stelle können bereits schlechte messtechnische Bedingungen<sup>18</sup> zu einem verfälschten Messergebnis des eigentlich vorhandenen Dralls geführt haben.

### *Streubandberechnung aus LES- und HS-PIV-Daten*

Im Experiment wird das Streuband über die zweifache Standardabweichung abgebildet, so dass unter Annahme einer Normalverteilung 95% der Werte innerhalb dieser Bandbreite liegen. Als Schätzer für die Standardabweichungen werden für  $N$  Einzelzyklen

$$\sigma_u = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N u_n'^2} \quad \text{und} \quad \sigma_v = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N v_n'^2} \quad (5.12)$$

verwendet. Für die LES-Werte wurde die vorhandene mittlere turbulente kinetische Energie berechnet aus den Fluktuationen der gefilterten Geschwindigkeiten<sup>19</sup> für die Schätzung der Standardabweichung verwendet

$$k = \frac{1}{2} \langle u'^2 + v'^2 + w'^2 \rangle = \frac{1}{2} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (u_n'^2 + v_n'^2 + w_n'^2) \approx \frac{1}{2} (\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2) . \quad (5.13)$$

Unter der Annahme, dass die Standardabweichung für die drei Raumrichtungen gleich ist<sup>20</sup> ( $\sigma := \sigma_u = \sigma_v = \sigma_w$ ), ergeben sich folgende Abschätzungen

$$\tilde{\sigma}_{LES} = \sqrt{\frac{2}{3}k} \quad \text{oder} \quad \tilde{k}_{PIV} = \frac{3}{2}\sigma^2 . \quad (5.14)$$

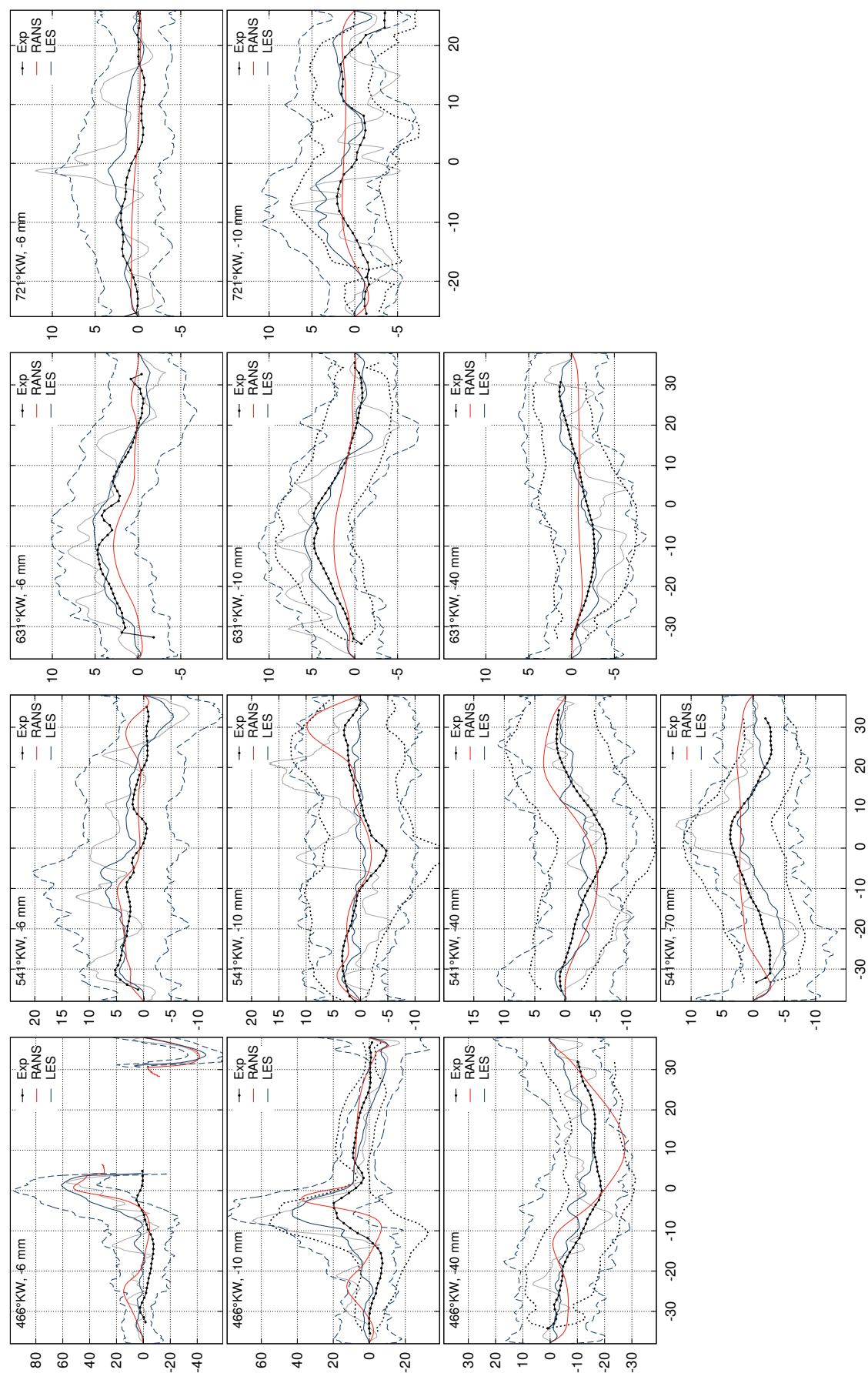
Die zweite Abschätzung wird später in Abschnitt 5.3.5 verwendet, um eine mittlere turbulente kinetische Energie aus dem Experiment, für das zum Teil nur die Standardabweichung ebenenweise vorhanden ist, zu bestimmen und den TKE-Werten aus LES und RANS gegenüber zu stellen (vgl z.B. Abb. 5.30).

<sup>18</sup> z.B. Reflektionen, da die 10 mm-Ebene sehr nahe am Kolbenboden liegt, oder die bei HS-PIV in der Kompression bis zum ZOT ansteigende Partikeldichte, die die Auswertung negativ beeinflussen kann.

<sup>19</sup> Auch für die experimentellen Daten handelt es sich um Fluktuationen von gefilterten Geschwindigkeiten (s. Abschnitt 5.1.1). Der Einfachheit halber wird hier statt  $\bar{u}'$  die Notation  $u'$  verwendet.

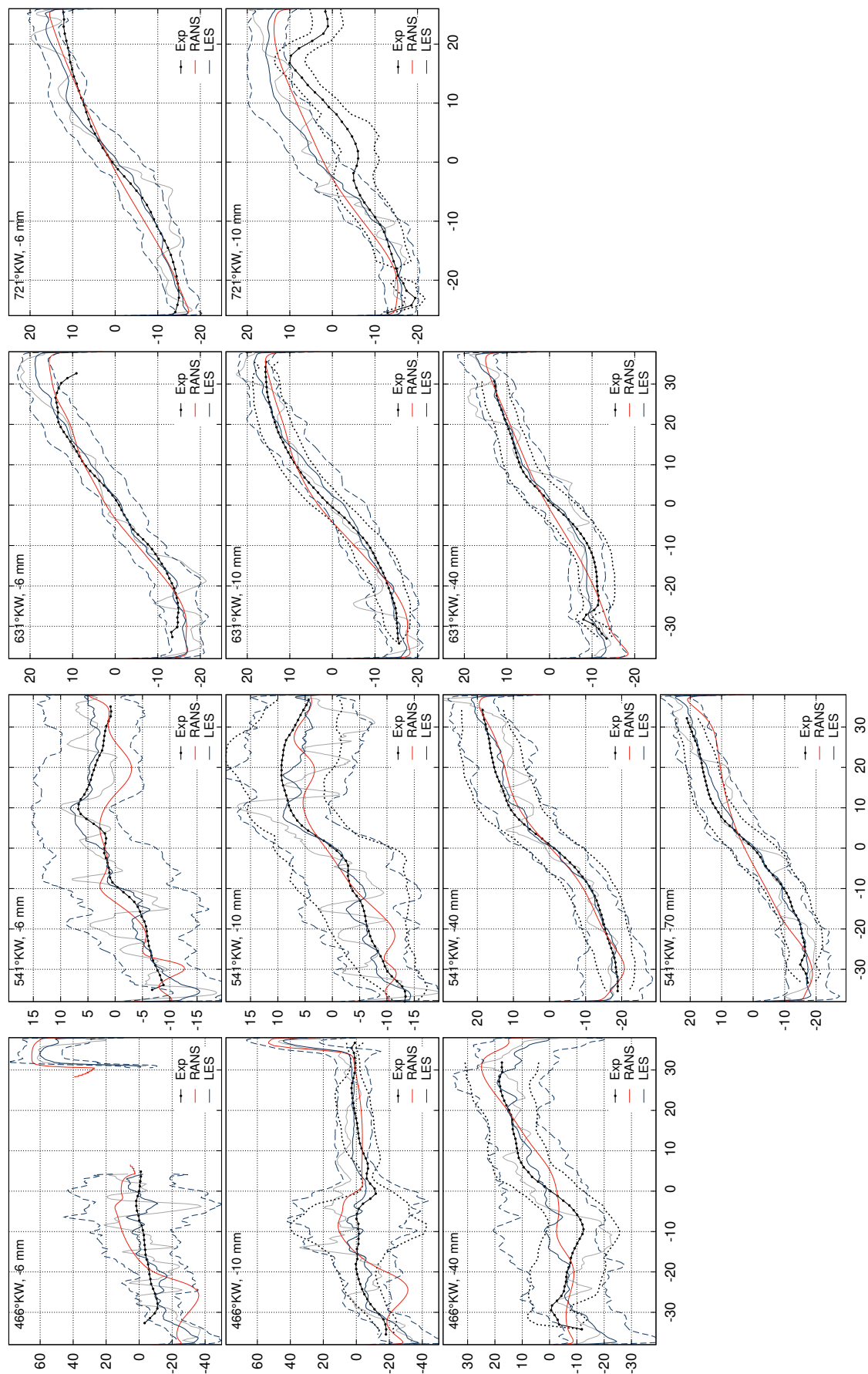
<sup>20</sup> Die hierfür verwendete Isotropieannahme wurde bereits zu Beginn dieses Abschnitts (Abb. 5.17) diskutiert.





**Abbildung 5.23:** Profile der  $u$ -Geschwindigkeitskomponente für ausgewählte Zeitpunkte (Spalten) und horizontale Ebenen (Reihen) in der Einlass- und Kompressionsphase.  $x$ -Achse: Radius  $r$  [mm],  $y$ -Achse:  $u(r=-x)$  [m/s]. Linien: — Mittelwert, - - zweifache Standardabweichung, — LES Einzelzyklus.

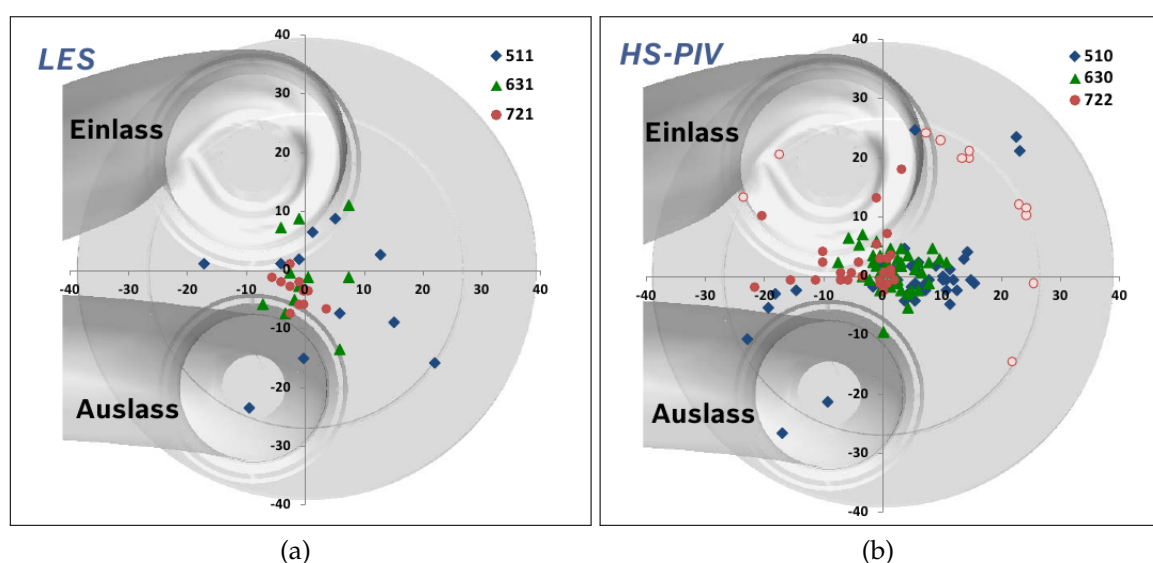




**Abbildung 5.24:** Profile der  $v$ -Geschwindigkeitskomponente für ausgewählte Zeitpunkte (Spalten) und horizontale Ebenen (Reihen) in der Einlass- und Kompressionsphase.  $x$ -Achse: Radius  $r$  [mm],  $y$ -Achse:  $v(r=-x)$  [m/s]. Linien: — Mittelwert, - - zweifache Standardabweichung, — LES Einzelzyklus.

### 5.3.4 Zyklusschwankungen

Zyklusschwankungen beinhalten Variationen der Strömung, die von Zyklus zu Zyklus auftreten. Die Schwankungen der Geschwindigkeiten zu einem Zeitpunkt zwischen unterschiedlichen Einzelzyklen sind durch die Streubänder in Abbildung ?? und ?? verdeutlicht. Wie bereits in Abschnitt 5.3.2 diskutiert, entsprechen diese Variationen in der Größenordnung den Geschwindigkeitsvariationen innerhalb eines Zyklus zu benachbarten Zeitpunkten (Abb. 5.13). Anhand der Geschwindigkeitsprofile ist die Diskussion der Zyklusschwankungen also nicht eindeutig. Ein besseres Bild der Zyklusschwankungen erhält man bei Vergleich von großskaligen Strömungsstrukturen wie z.B. der ausgebildeten Drallströmung (vgl. Abschnitt 5.3.3) in der Kompressionsphase. Diese ist u.a. durch die Lage des Drallzentrums charakterisiert. In Abbildung 5.25 werden die Drallzentren unterschiedlicher Zyklen der LES-Strömung und der experimentell gemessenen Strömung zu einem jeweils festen Zeitpunkt (511°KW, 631°KW und 721°KW) verglichen. Es zeigt sich zunächst, dass die Streuung innerhalb der Kompressionsphase von nahe UT (511°KW, blaue Symbole) zu ZOT (721°KW, rote Symbole) abnimmt. Für die Zeitpunkte 511°KW und 631°KW zeigt die in der LES berechnete Strömung größere Schwankungen des Drallzentrums als die im Experiment gemessene. Für den ZOT stimmt die Streuung aus LES und HS-PIV (abgesehen von den mit weiß-roten Symbolen markierten Fehlbestimmungen<sup>21</sup>) besser überein.

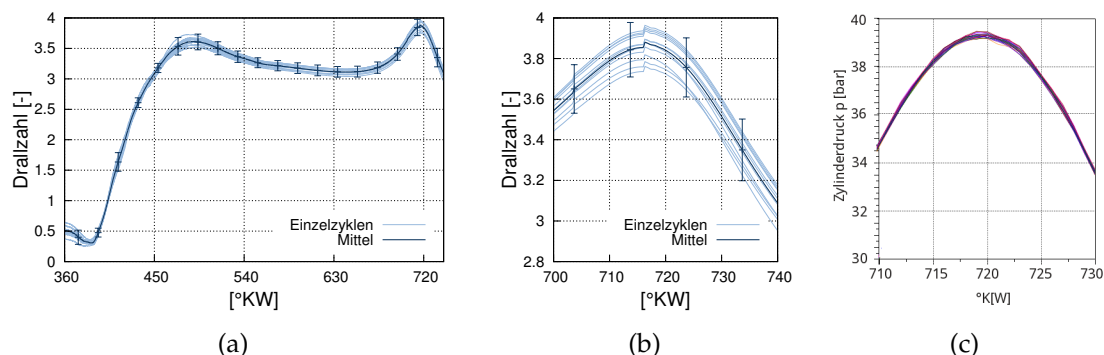


**Abbildung 5.25:** Zyklusvariation der Drallzentren zu unterschiedlichen Zeitpunkten in der Einlass- und Kompressionsphase in den horizontalen Ebenen 40 mm (511°KW, 631°KW) und 6 mm (721°KW) unterhalb des Brennraumdaches: (a) LES (11 Zyklen) und (b) HS-PIV-Daten (40 Zyklen) [66].

Eine weitere Möglichkeit, Zyklusschwankungen anhand der Drallströmung zu untersuchen, bietet die Drallzahl  $D$ . In Abbildung 5.26(a)-5.26(b) sind die volumengemittelten Drallzahlverläufe der LES-Einzelzyklen zusammen mit dem Mittelwert und der Schwankungsbreite dargestellt. Der charakteristische Verlauf stimmt für alle Zyklen

<sup>21</sup> Diese liegen auf dem maximalen Auswerteradius  $r_{max}$  (vgl. Glg. (5.9)).

überein. Im ZOT (720°KW, Abb. 5.26(b)) variiert die Drallzahl  $\pm 0,1$  ( $\approx \pm 2,5\%$ ) um den Mittelwert von  $D=3,85$ . In Abbildung 5.26(c) sind die Zylinderinnendruckverläufe für 25 Einzelzyklen der Messung für den geschleppten Betrieb dargestellt. Bei maximalem Druck im ZOT sind die Schwankungen mit  $\lesssim \pm 0,5\%$  vernachlässigbar. Der Vergleich mit der Variation der Drallzahlverläufe soll verdeutlichen, dass eine Charakterisierung von Zyklusschwankungen anhand der Druckverläufe für den hier untersuchten geschleppten Betrieb nicht möglich ist.



**Abbildung 5.26:** Zyklusvariation der (a,b) Drallzahlverläufe aus der LES (11 Zyklen) in der Einlass- und Kompressionsphase und nahe ZOT und (c) Zylinderinnendruckverläufe aus dem Experiment (25 Zyklen) nahe ZOT.

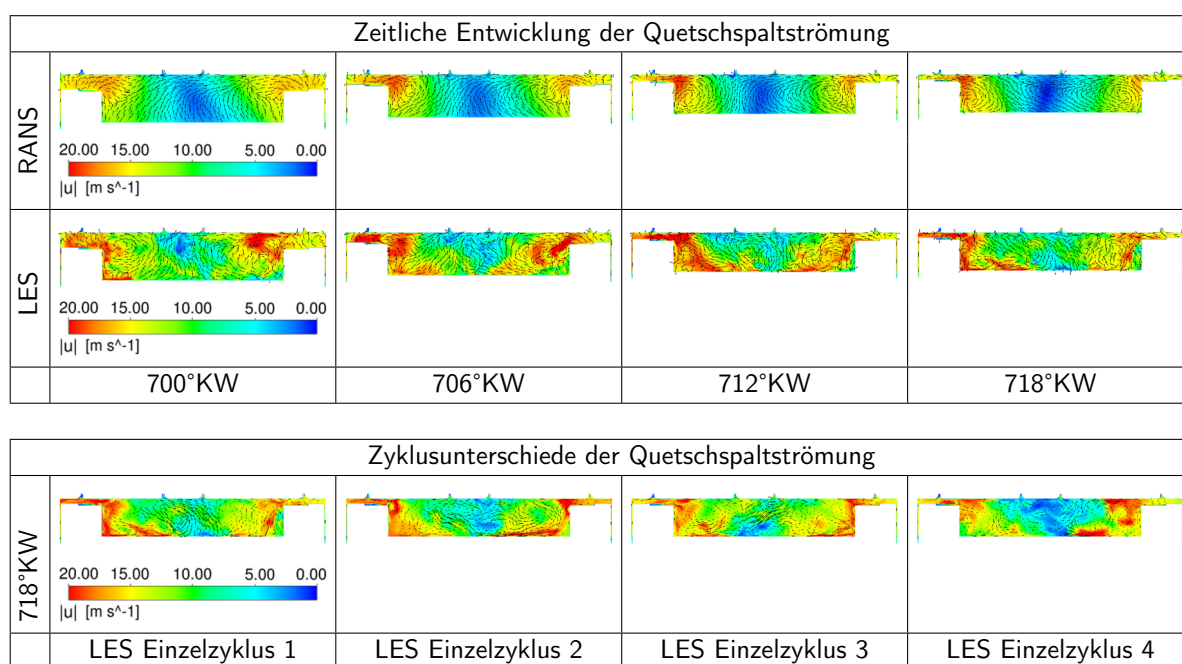
### Quetschspaltströmung

Bei der Untersuchung von Zyklusschwankungen ist insbesondere die für die Dieseleinspritzung und -verbrennung relevante Phase gegen Ende der Kompression nahe ZOT interessant. Zu diesem Zeitpunkt wird die vorherrschende Drallströmung von der Quetschspaltströmung überlagert, was zu Sekundärwirbeln an der Muldenwand führt (vgl. Abb. 5.7(c)). Die zeitliche Entwicklung dieser Überlagerung ist für die mittlere Strömung aus der RANS-Rechnung in Abbildung 5.27 (RANS, 700°KW-718°KW) anhand der normierten Geschwindigkeitsvektoren in der vertikalen Mittenebene deutlich sichtbar. Die Überlagerung von Drall- und Quetschspaltströmung ist aufgrund der fluktuierenden Strömung für einen LES-Einzelzyklus (Abb. 5.27, LES) nicht so offensichtlich.

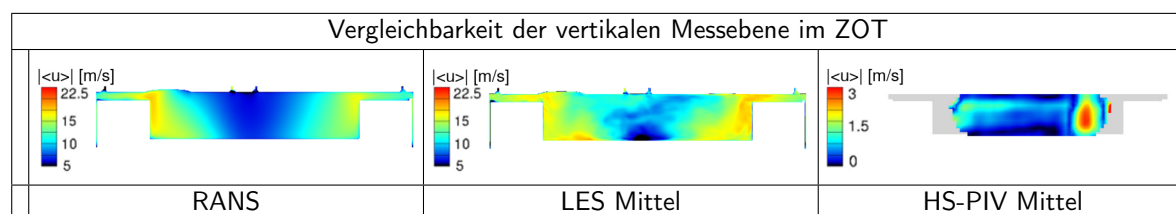
In Abbildung 5.27, 718°KW ist die Strömung zu einem festen Zeitpunkt nahe ZOT für vier Einzelzyklen der LES dargestellt (absolute Geschwindigkeitsvektoren). Alle Einzelzyklen zeigen nahe dem ZOT deutliche Fluktuationen und unterschiedliche Strömungen auf. Das Gebiet nahe der Zylinderhochachse weist beispielsweise in dem LES-Einzelzyklus 4 im Gegensatz zu Zyklus 3 sehr geringe Geschwindigkeiten auf. Im gleichen Bereich zeigt wiederum die Strömung von Zyklus 3 und Zyklus 1 in unterschiedliche Richtungen. Diese Unterschiede resultieren zum Teil aus der unterschiedlichen Lage des Drallzentrums bezogen auf die vertikale Mittenebene.

In Abbildung 5.28 ist die gemittelte Strömung in der vertikalen Ventilmittenebene für LES, RANS und HS-PIV dargestellt. In den Simulationsergebnissen ist die charakteristi-

sche V-Form der Drallströmung im vertikalen Schnitt erkennbar. Im Gegensatz dazu ist diese Strömung bedingt durch experimentelle Einschränkungen in den HS-PIV-Daten nicht mehr sichtbar, so dass eine Validierung der Simulation zu diesem Zeitpunkt nicht möglich ist. Wurde die Simulation bereits anhand anderer geeigneter Punkte validiert, so kann diese verwendet werden, um in solchen experimentell schwierig zugänglichen Punkten Informationen über die Brennraumströmung zu erhalten. Eine RANS-Simulation liefert dabei einen Eindruck über die gemittelte Strömung, wobei eine LES zusätzlich wichtige Anhaltspunkte für Zyklusschwankungen und lokale und instantane Strömungsfluktuationen liefern kann.



**Abbildung 5.27:** Zeitliche Entwicklung der Quetschspaltströmung in der RANS-Simulation und einem LES-Einzelzyklus (vertikale Mittenebene, normierte Geschwindigkeitsvektoren) und Zyklusunterschiede der Quetschspaltströmung von vier LES-Einzelzyklen (absolute Geschwindigkeitsvektoren) (Skalierung zeilenweise gültig).

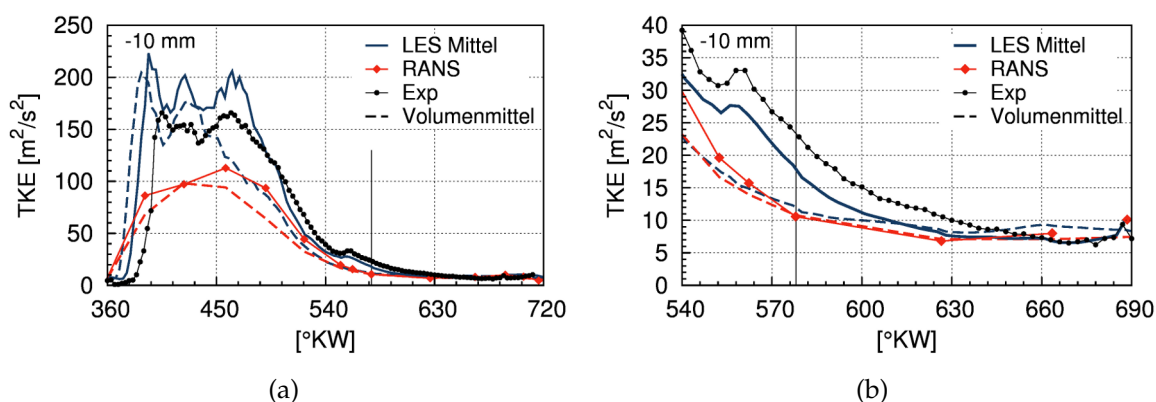


**Abbildung 5.28:** Einschränkungen der PIV in der vertikalen Messebene zum Zeitpunkt ZOT bei ausgeprägter Drallströmung im Vergleich zu Simulationsergebnissen (Gemittelter Geschwindigkeitsbetrag.)

### 5.3.5 Turbulenz

Neben den zyklischen Schwankungen hat auch die Turbulenz einen maßgeblichen Einfluss auf die Gemischbildung und Verbrennung. Ein hoher Turbulenzgrad der Düseninnenströmung fördert den Strahlaufbruch und die Zerstäubung [56, 93]. Diese und die anschließende Verdampfung und Bildung eines zündfähigen Gemisches werden zusätzlich von einer hohen Turbulenz der Brennraumströmung unterstützt. Diese führt weiterhin zu einer höheren Brenngeschwindigkeit [60] und wird aus diesen Gründen im folgenden Abschnitt eingehender diskutiert.

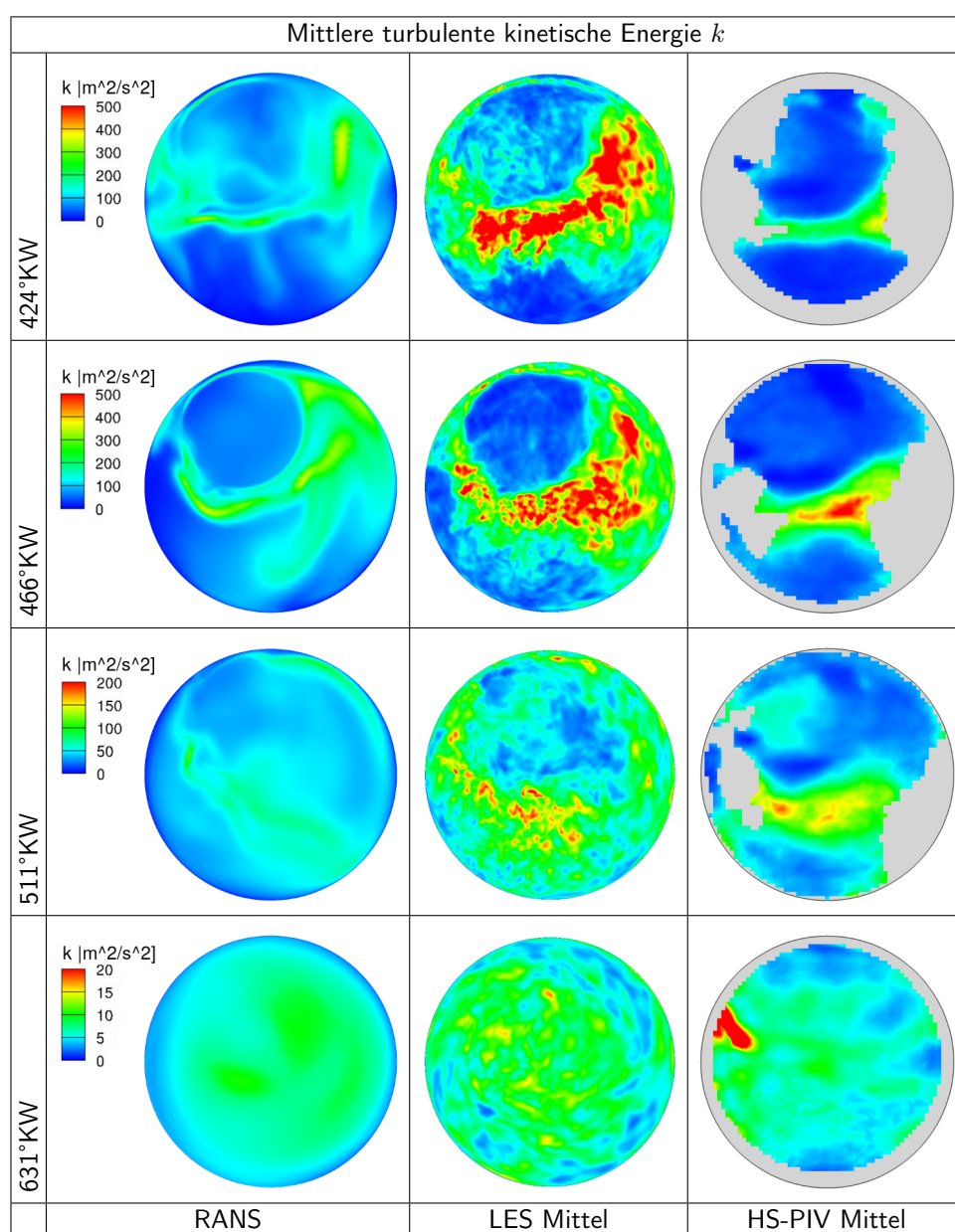
In Abbildung 5.29(a) ist die über eine horizontale Ebene (10 mm unterhalb des Brennraumdaches) gemittelte mittlere turbulente kinetische Energie im Verlauf der Einlass- und Kompressionsphase dargestellt. Die höchste Turbulenz mit TKE-Werten von bis zu  $\sim 180 \text{ m}^2/\text{s}^2$  für die LES-Ergebnisse wird in der Einlassphase durch die Ventilumströmung und die Scherströmungen der Einlassstrahlen im Brennraum erzeugt. Die experimentelle Auswertung ergibt einen Wert von ca.  $150 \text{ m}^2/\text{s}^2$  und liegt damit über dem in der RANS modellierten TKE-Wert von ca.  $110 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Gegen Ende der Einlassphase, bei schließendem Einlassventil, nimmt die TKE stark ab. Das Volumenmittel (gestrichelt für LES und RANS) nimmt dabei früher ab als das Ebenenmittel, da die betrachtete Ebene weit oben im Brennraum liegt und damit sehr lange durch die Einlassstrahlen beeinflusst wird. Im Laufe der Kompressionsphase ist die turbulente kinetische Energie nahezu konstant und liegt für LES, RANS und Experiment mit  $5\text{-}10 \text{ m}^2/\text{s}^2$  in der gleichen Größenordnung. Der Sprung bei  $690^\circ\text{KW}$  für LES und Experiment in Abbildung 5.29(b) resultiert aus dem Eintritt der betrachteten Ebene in die Mulde des sich nach oben bewegenden Kolbens. Ebenenweise fällt die RANS-TKE nahe ZOT stärker ab als die LES-TKE. Im Volumenmittel wird für beide Methoden jedoch ein gleicher Wert berechnet. Ab  $700^\circ\text{KW}$  liegt die 10 mm-Ebene sehr nahe am Muldenboden, was in den HS-PIV-Untersuchungen zu Reflexionen geführt hat, die bei der Auswertung zu einem teilweise unphysikalischen Anstieg der TKE bis zum ZOT geführt haben. Ab diesem Zeitpunkt ist für die 10 mm-Ebene ein Vergleich der Turbulenz nicht mehr möglich.



**Abbildung 5.29:** Ebenengemittelte turbulente kinetische Energie aus LES, RANS-Simulation und Experiment (horizontale Ebene 10 mm unterhalb des Brennraumdaches): (a) Einlass- und Kompressionsphase, (b) Nahe ZOT.



In Abbildung 5.30 ist die räumliche Verteilung der mittleren turbulenten kinetischen Energie für die Ebene 10 mm unterhalb des Brennraumdaches aus RANS, LES und Experiment für ausgewählte Zeitpunkte in der Einlass- und Kompressionsphase dargestellt. Zu den Zeitpunkten 424°KW und 466°KW, also in der ersten Hälfte der Einlassphase, ist deutlich die hohe Turbulenz der Einlassfreistrahlen über das Einlassventil erkennbar. Die Größenordnung der TKE stimmen für LES und Experiment gut überein, ebenso die Lage der ringförmigen Einlassstruktur. Diese Struktur wird von der RANS mit einem kleineren Radius (vgl. auch Abb. 5.14) und deutlich kleineren  $k$ -Werten abgebildet. Nahe UT (511°KW) bei abnehmender Geschwindigkeit im Einlassstrahlring „verwischt“ dieser in der TKE-Verteilung und der Turbulenzwert nimmt ab.

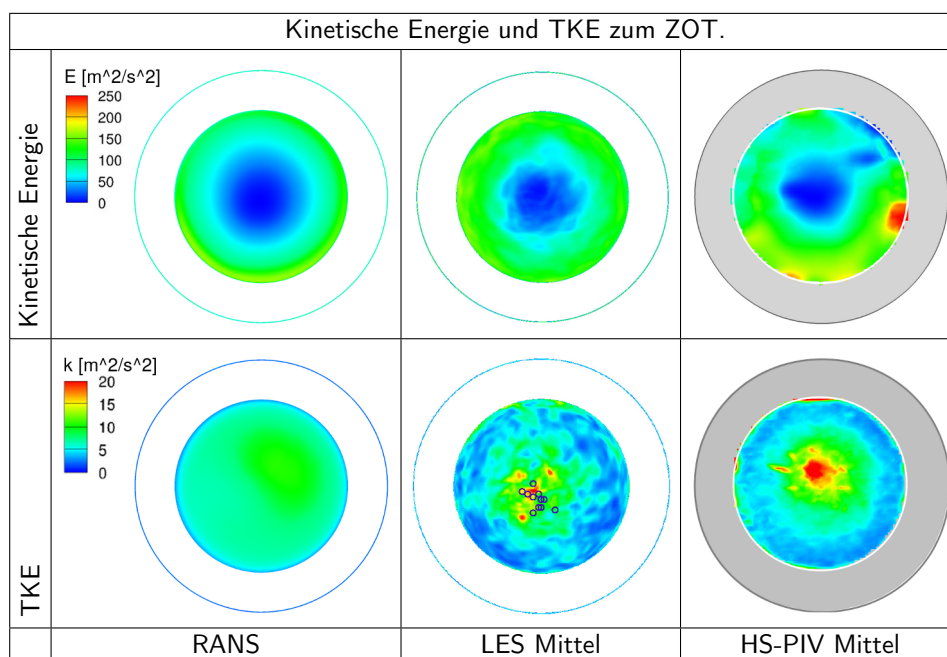


**Abbildung 5.30:** Mittlere turbulente kinetische Energie zu ausgewählten Zeitpunkten in der Einlass- und Kompressionsphase (horizontale Ebene 10 mm unterhalb des Brennraumdaches, Skalierung gilt zeilenweise).

In der RANS-Simulation liegt der Wert noch deutlich unter dem von Experiment und LES. In der Mitte der Kompressionsphase (631°KW) liegt ein über die Ebene nahezu konstanter  $k$ -Wert mit annähernd gleicher Größenordnung für RANS, LES und Experiment vor. Die dargestellte TKE wurde aus den experimentellen Daten über Gleichung (5.14) berechnet. Für die Zeitpunkte 424°KW, 466°KW und 511°KW sind in der Darstellung der experimentellen Ergebnisse Fehlgebiete bedingt durch das Auswerteverfahren und für 631°KW das eingeschränkte Sichtfeld durch den Transparentkolben hindurch sichtbar (vgl. Abschnitt 5.1.1). Die deutlich sichtbaren Fluktuationen der TKE in den LES-Ergebnissen zeigen, wie bereits in Abschnitt 4.5.3 diskutiert, die unzureichende Anzahl von 11 berechneten Zyklen für die Auswertung von Größen wie der TKE, die zweite statistische Momente enthalten.

Für den für Gemischbildung und Verbrennung wichtigen Zeitpunkt nahe ZOT sind in Abbildung 5.31 die kinetische Energie der mittleren Strömung  $E = \frac{1}{2}(\langle \mathbf{u} \rangle \cdot \langle \mathbf{u} \rangle)$  und die mittlere turbulente kinetische Energie  $k$  für die in der Muldenmitte liegende Ebene 6 mm unterhalb des Brennraumdaches dargestellt. Die kinetische Energie der mittleren Strömung stimmt für LES und RANS sehr gut in Verteilung und Größenordnung mit dem Experiment überein. Für die LES zeigt sich für diese Auswertung eines ersten Moments (mittlere Geschwindigkeit) das im Vergleich zu den TKE-Darstellungen glattere Feld.

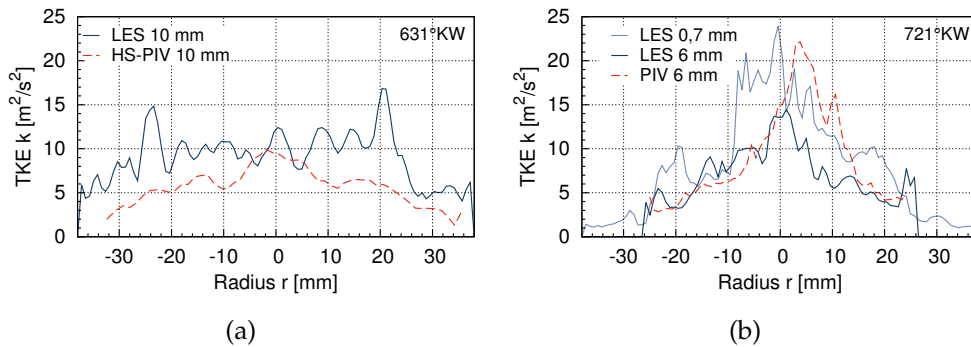
Während in der RANS-Simulation eine über die Ebene konstante Verteilung der mittleren turbulenten kinetischen Energie berechnet wird, liegen die maximalen TKE-Werte für LES und Experiment im Zentrum der Ebene. Zum Muldenrand hin fallen die Werte der TKE ab. Im Ebenenmittel (Abb. 5.29) ergibt die ungleiche LES-Verteilung einen höheren TKE-Wert als die RANS. Der hohe TKE-Wert im Zentrum aus LES und Ex-



**Abbildung 5.31:** Kinetische Energie und mittlere turbulente kinetische Energie zum ZOT (horizontale Ebene 6 mm unterhalb des Brennraumdaches, Skalierung gilt zeilenweise, Symbole in TKE LES Mittel: Drallzentren der Einzelzyklen).

periment resultiert hauptsächlich aus der Zyklusvariation der großskaligen Drallstruktur und des zugehörigen Drallzentrums (vgl. Abschnitt 5.3.4). In den Drallzentrumspunkten mit  $|u| \approx 0$  wird eine sehr hohe fluktuierende Geschwindigkeit  $u'$  berechnet, die dann wiederum zu einer sehr hohen TKE führt. Um diesen Zusammenhang zu verdeutlichen, sind in Abbildung 5.31 zusätzlich zur TKE des LES-Mittels die Drallzentren der Einzelzyklen abgebildet. Diese Turbulenz beeinflusst nicht direkt die Gemischbildung und Verbrennung *innerhalb* eines Zyklus. Die Trennung der Zyklusschwankungsturbulenz von der Turbulenz der Geschwindigkeitsfluktuationen innerhalb eines Zyklus ist nicht ohne weiteres möglich. Es gibt dafür unterschiedliche Ansätze: Inwieweit z.B. eine Auswertung mithilfe der Proper Orthogonal Decomposition (POD) dies ermöglicht, ist für motorische Anwendungen noch nicht abschließend diskutiert [17, 26, 38].

Die sich im Verlauf der Kompression ändernde charakteristische Verteilung der TKE aus LES und Experiment wird anhand horizontaler Profillinien zu den Zeitpunkten  $631^\circ\text{KW}$  und  $721^\circ\text{KW}$  in Abbildung 5.32 verdeutlicht. Ein nahezu konstanter Verlauf (abgesehen von den LES-TKE-Schwankungen) zeigt sich bei  $631^\circ\text{KW}$  (Abb. 5.32(a)). Im Vergleich dazu sind die deutlichen TKE-Spitzen im Zentrum nahe ZOT (Abb. 5.32(b)) sichtbar, die für die 6 mm-Ebene im Experiment mit Werten bis zu  $22 \text{ m}^2/\text{s}^2$  ausgeprägter sind als in der LES mit maximalen Werten von ca.  $15 \text{ m}^2/\text{s}^2$ .



**Abbildung 5.32:** Mittlere turbulente kinetische Energie  $k$  aus LES und Experiment entlang horizontaler Mittellinien (6mm und 10 mm unterhalb des Brennraumdaches): (a) Kompressionsphase ( $630^\circ\text{KW}$ ), (b) Nahe ZOT ( $720^\circ\text{KW}$ ).

### Berechnung und Einfluss der Auflösung

Die mittlere turbulente kinetische Energie wurde für die LES-Ergebnisse über die Gleichungen (5.1)-(5.4) berechnet und volumen- und ebenengemittelt, orts aufgelöst oder im Profil dargestellt (Abb. 5.29, 5.30 bzw. 5.32). Das Ebenenmittel der TKE (Abb. 5.29) der experimentellen PIV-Daten wurde analog zur LES-Auswertung berechnet. Orts aufgelöst stand für die experimentellen Daten nur die Standardabweichung zur Verfügung, so dass für die Darstellung der TKE-Verteilung (Abb. 5.30) die TKE nach Gleichung (5.14) berechnet wurde.

Das Prinzip der LES beruht darauf, dass (mindestens) die Wirbelstrukturen, die 80% der turbulenten kinetischen Energie enthalten, aufgelöst werden. Damit entspricht die aus



den gefilterten Ergebnissen der LES berechnete TKE nicht der real auftretenden Turbulenz, die zusätzlich die Anteile der gefilterten Strömung enthält. Der Turbulenzwert, der über die Fluktuationen der gefilterten Strömung berechnet wird, kann damit bis zu 20% niedriger (oder mehr bei einer nicht ausreichenden LES-Auflösung) liegen als die reale TKE. Auch für den aus den experimentellen PIV-Daten berechneten Turbulenzwert gilt eine ähnliche Abhängigkeit von der gewählten Auflösung, die ebenfalls einer Filterung des Strömungsfeldes entspricht (vgl. Abschnitt 5.1.1). Das Strömungsgebiet wurde in der LES feiner aufgelöst als im Experiment (vgl. Abschnitt 2.3.3), so dass insbesondere in der Einlassphase die Wiedergabe einer höheren TKE in der LES ( $\approx 180 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ) als im Experiment ( $\approx 150 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ) plausibel ist. Zusätzlich führen die in der Einlassphase auftretenden starken Quergeschwindigkeiten in der PIV-Messung zu einer erschwerten Bestimmung der Geschwindigkeiten. Diese, und damit die daraus berechnete TKE, werden in diesem Fall meist zu niedrig bestimmt. In der Kompressionsphase werden die energietragenden Wirbelstrukturen größer (vgl. nächster Abschnitt 5.3.6, Abb. 5.35). Aus diesem Grund kann in der LES und im Experiment bei über die Einlass- und Kompressionsphase gleichbleibender Gitter- bzw. Fensterweite nahezu die gesamte TKE aufgelöst werden. Diese Aussage wird einerseits dadurch unterstützt, dass die TKE-Werte aus Experiment und LES in dieser Phase übereinstimmen, andererseits aber auch durch die Abschätzung aus dem Modellspektrum zum Zeitpunkt 631°KW aus Abschnitt 2.3.3.

### 5.3.6 Energiespektrum, Längen- und Zeitskalen

#### 1D Energiespektrum

In Kapitel 2, Abschnitt 2.3.3 wurde ein Modellspektrum für den der turbulenten kinetischen Energie, das anhand der Strömungsparameter zum Zeitpunkt 631°KW (Mitte Kompressionsphase) berechnet wurde, vorgestellt (vgl. Abb. 2.1). Anhand der LES-Ergebnisse wurde zusätzlich über die Autokovarianz  $R_{11}$ , Gleichung (2.37) für die Zeitpunkte 541°KW (LWUT) und 631°KW ein eindimensionales Energiespektrum  $E_{11}$ , Gleichung (2.39) bestimmt. Die Autokovarianz wurde dabei in dem Punkt  $\mathbf{x}=(0,0,-10\text{ mm})^T$  mit dem Richtungsvektor  $\mathbf{e}_1=(1,0,0)^T$ , so dass  $r=x$  gilt, ausgewertet

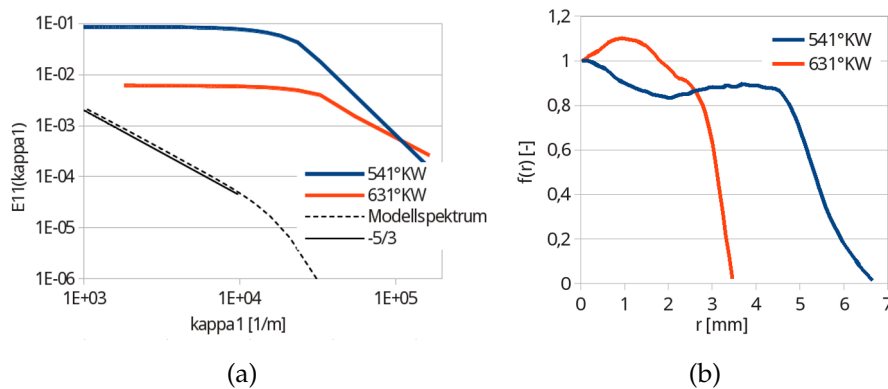
$$R_{11}(r) = \overline{u'(\mathbf{x} + \mathbf{e}_1 r)u'(\mathbf{x})} . \quad (5.15)$$

Die Integration für das eindimensionale Energiespektrum erfolgt bis zum ersten Nulldurchgang  $r_0$

$$E_{11}(\kappa_1) = \frac{1}{\pi} \int_0^{r_0} R_{11}(r) \cos(\kappa_1 r) dr \quad (5.16)$$

$$r_0 : \begin{cases} r < r_0 & \rightarrow R_{11}(r) > 0 \\ r = r_0 & \rightarrow R_{11}(r) = 0 \\ r > r_0 & \rightarrow R_{11}(r) \leq 0 \end{cases} .$$

In Abbildung 5.33(a) sind die eindimensionalen Energiespektren zusammen mit dem Modellspektrum abgebildet. Für die eindimensionalen Spektren zeigt sich für beide Zeitpunkte der in der doppellogarithmischen Darstellung charakteristische konstante Verlauf für kleine  $\kappa_1$ -Werte [74]. Im Anschluss an den konstanten Verlauf folgt für beide Spektren ein Abfall, der für das eindimensionale 631°KW-Spektrum (rote Linie) annähernd dem typischen -5/3-Anstieg (schwarze Linie) des Modellspektrums entspricht. Zum Zeitpunkt 541°KW (blaue Linie) tritt dieser Anstiegsbereich nicht auf, was zusammen mit der zu diesem Zeitpunkt niedrigeren Reynolds-Zahl (vgl. Abb. 5.8) auf eine



**Abbildung 5.33:** Für die Zeitpunkte 541°KW und 631°KW: (a) Eindimensionale Spektren  $E_{11}(\kappa_1)$  und 631°KW-Modellspektrum; (b) Longitudinale Autokorrelationsfunktionen  $f(r)$  .

größere Überlappung von Produktions- und Dissipationsbereich schließen lässt. Insgesamt liegen die eindimensionalen Energiespektren im Vergleich zum Modellspektrum sowohl für die  $\kappa_1$ - als auch für die Energiewerte in einem anderen Bereich. Die darüber berechneten integralen TKE-Werte würden somit höher als die des Modellspektrums liegen. Die über das Modellspektrum nach Gleichung (2.33) berechnete mittlere turbulente kinetische Energie entspricht mit  $k \approx 9,5 \text{ m}^2/\text{s}^2$  der in LES und Experiment für diesen Zeitpunkt (631°KW) bestimmten TKE (vgl. Abb. 5.29 und 5.30).

### Integrale Längenskalen

Die integralen Längenskalen wurden für die beiden oben diskutierten Zeitpunkte 541°KW und 631°KW über die longitudinale Autokorrelationsfunktion  $f(r)$  (Glg. (2.38)) bestimmt. Die Integration erfolgt dabei, wie bereits bei der Berechnung des eindimensionalen Energiespektrums, bis zum ersten Nulldurchgang von  $f(r)$  bei  $r_0$

$$L_{11} = \int_0^{r_0} f(r) dr \quad \text{mit} \quad f(r) = \frac{R_{11}(r)}{u'^2}. \quad (5.17)$$

Die so aus den LES-Ergebnissen berechneten integralen Längen lauten

$$L_{11,541^\circ\text{KW}} = 4,9 \text{ mm} \quad \text{und} \quad L_{11,631^\circ\text{KW}} = 3,1 \text{ mm}. \quad (5.18)$$

### Turbulente und Kolmogorov-Skalen

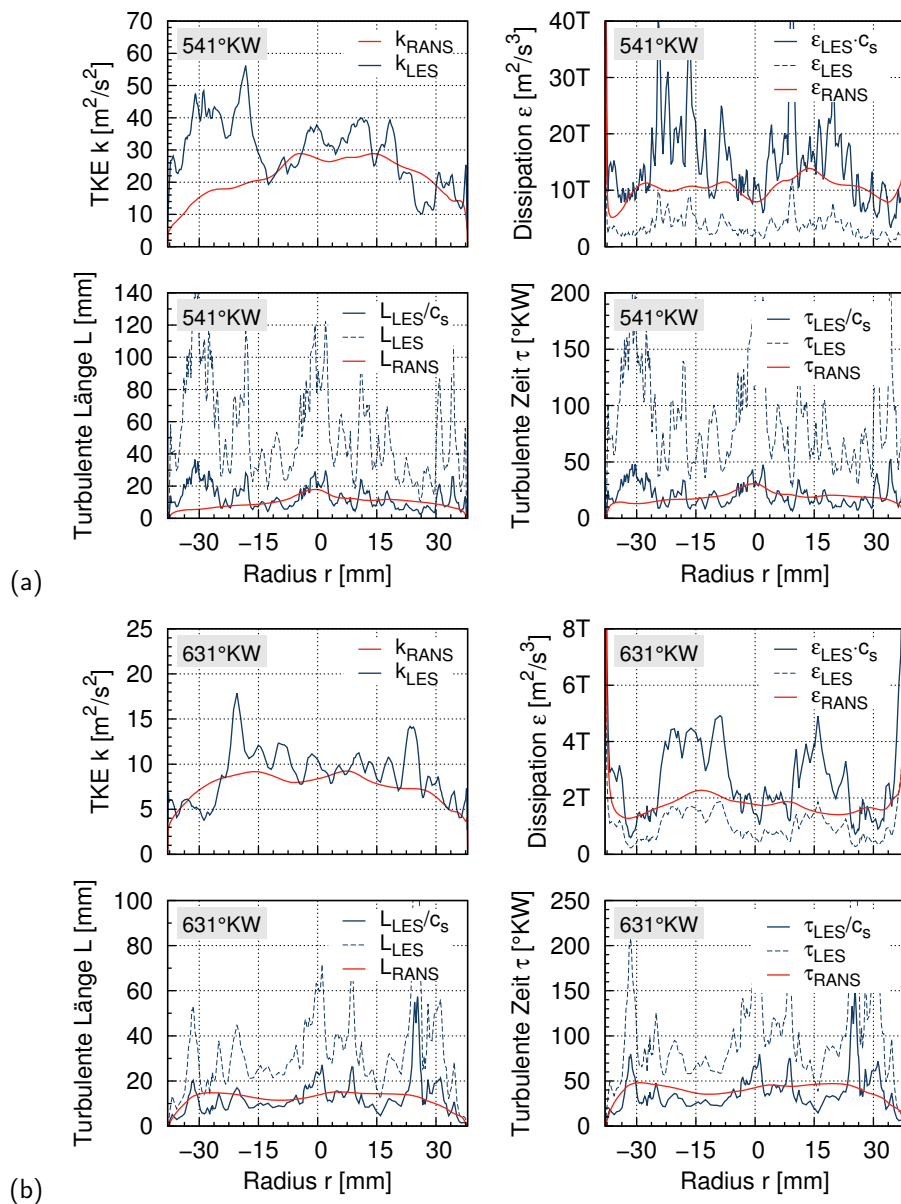
Zunächst wird in Tabelle 5.1 anhand der beiden Zeitpunkte 541°KW und 631°KW ein Überblick über die in dieser Motorsimulation auftretenden Längen- und Zeitskalen gegeben. Für die integralen Längenskalen  $L_{11}$  wurde je nach Simulationmethode eine

Längenskala	Abschätzung	541°KW		631°KW	
		LES	RANS	LES	RANS
Turbulente Längenskala	$L = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$	–	11,92 mm	–	14,64 mm
Integrale Längenskala	$L_{11} = \int_0^{r_0} f(r) dr$	4,90 mm	–	3,1 mm	–
	$L_{11} = 0,43L$	–	5,13 mm	–	6,30 mm
Grenzwert zw. Energie- und Transferbereich	$l_E = \frac{1}{6}L_{11}$	0,82 mm	0,86 mm	0,52 mm	1,05 mm
Kolmogorov-Längenskala	$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)$	–	0,022 mm	–	0,025 mm
Turbulente Zeitskala (RANS)	$\tau = \left(\frac{k}{\varepsilon}\right)$	2,26 ms = 20,36°KW		4,90 ms = 44,13°KW	

**Tabelle 5.1:** Längen- und Zeitskalen aus LES und RANS zu den Zeitpunkten 541°KW und 631°KW.

andere Abschätzungen verwendet. Die aus den LES- und RANS-Ergebnissen berechneten Werte stimmen dabei in der Größenordnung von  $\sim 5$  mm überein. Die turbulente Zeitskala  $\tau$  beträgt bei 541°KW im LWUT ca. 20°KW. In der Mitte der Kompressionsphase bei 631°KW ist  $\tau$  mit 44°KW ungefähr doppelt so groß, d.h. es dauert zu diesem Zeitpunkt doppelt so lange, eine Menge an turbulenter kinetischer Energie  $k$  über die Dissipation abzubauen. Diese Zeitskalen zeigen, dass die Annahme, dass für eine RANS-Simulation die turbulenten Zeitskalen  $\tau \ll$  Zeitskalen der mittleren Strömung (hier  $T_p=720^\circ\text{KW}$ ) sein sollten, grenzwertig erfüllt ist – für größere Zeitskalen wäre diese Annahme nicht mehr erfüllt.

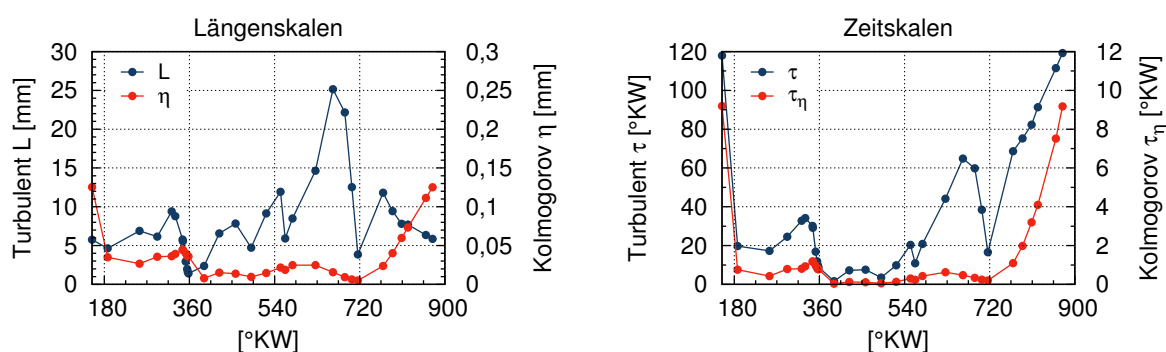
Die Berechnung der turbulenten und Kolmogorov-Skalen und insbesondere der Vergleich zwischen den beiden Simulations-Methoden LES und RANS wird anhand der



**Abbildung 5.34:** Turbulente Längen- und Zeitskalen und deren Berechnungsgrößen aus LES und RANS-Simulation (horizontale Profillinie 10 mm unterhalb des Brennraumdaches)  
 (a) 541°KW, Faktor  $c_s=4,13$  (b) 631°KW, Faktor  $c_s=2,63$ .

Abbildung 5.34 diskutiert. Für die LES-Ergebnisse wurde die turbulente kinetische Energie  $k$ , wie in Abschnitt 5.2 vorgestellt, berechnet. Die Dissipationsrate  $\varepsilon$  wurde über Gleichung (3.56) abgeschätzt:  $\varepsilon \approx 2(\nu + \nu_r)\langle \overline{S_{ij}}\overline{S_{ij}} \rangle$ . In der Abbildung 5.34 sind für die beiden Zeitpunkte 541°KW und 631°KW die turbulente kinetische Energie  $k$ , die Dissipation  $\varepsilon$  und die daraus resultierenden turbulenten Längen- und Zeitskalen  $L = k^{3/2}/\varepsilon$  bzw.  $\tau = k/\varepsilon$  entlang einer horizontalen Profillinie 10 mm unterhalb des Brennraumdaches für LES- und RANS-Ergebnisse dargestellt. Während die turbulente kinetische Energie für beide Zeitpunkte gut übereinstimmt, sind die Werte der aus den LES-Ergebnissen berechneten Dissipation (blaue gestrichelte Linie) um einen vom Zeitpunkt abhängigen Faktor  $c_{s,541^\circ KW}=4,13$  bzw.  $c_{s,631^\circ KW}=2,63$  kleiner als in der RANS-Simulation (rote Linie). Wird der Faktor  $c_s$  für die LES-Dissipation übernommen (blaue Linien), stimmen die Längen- und Zeitskalen aus LES und RANS gut überein. Die Berechnung der integralen Längenskalen der LES über die Autokorrelationsfunktionen zeigte eine gute Übereinstimmung mit den RANS-Werten. Ausgehend davon und von der ohnehin schwierigen Berechnung der LES-Dissipation (vgl. Abschnitt 3.2.4), wird der Faktor  $c_s$  für die Abschätzung der LES-Dissipation und nicht für den in der RANS-Simulation berechneten Wert übernommen. Zusätzlich steigt der Dissipationswert in der LES bei feiner werdender Filterweite an [19], also bei Auflösung immer kleinerer Skalen, so dass die Berechnung einer zu kleinen Dissipation in der LES plausibel ist. Damit lässt sich auch der für den Zeitpunkt 631°KW kleinere Faktor  $c_s$  als für den Zeitpunkt 541°KW erklären: Bei über Einlass- und Kompressionsphase gleichbleibender Auflösung bei gleichzeitig abnehmender Wirbelgröße werden relativ immer kleinere Skalen aufgelöst.

Nach dem Vergleich der Skalen aus LES und RANS zu zwei festen Zeitpunkten wird in Abbildung 5.35 anhand der RANS-Ergebnisse die zeitliche Entwicklung der Skalen innerhalb eines Arbeitsspiels in einem ortsfesten Punkt 10 mm unterhalb des Brennraumdaches dargestellt. Die turbulente Längenskala  $L$  liegt in der Auslassphase zwischen 5 mm und 10 mm und fällt bei öffnendem Einlassventil (360°KW) aufgrund der sehr hohen Geschwindigkeiten im Einlassfreistrahle auf ca. 2 mm ab. Im Laufe der Kompressionsphase steigt die turbulente Längenskala in der sich ausbildenden Drallströmung auf 25 mm an um dann im oberen ZOT (720°KW) aufgrund der Quetschspaltströmung und der steigenden Kompression wieder auf 5 mm abzufallen. Für die



**Abbildung 5.35:** Turbulente und Kolmogorov-Skalen für Länge und Zeit innerhalb eines Zyklus in dem ortsfesten Punkt  $x=(-10\text{ mm}, 0\text{ mm}, -10\text{ mm})$  berechnet aus den RANS Ergebnissen.

Kolmogorov-Längenskalen  $\eta$  treten die höchsten Werte in der Expansionsphase bis zum UT (850°KW-874°KW) auf. Der Abfall im LWOT bei öffnendem Einlassventil ist auch für die Kolmogorov-Längenskala sichtbar. In der Einlass- und Kompressionsphase ist die Kolmogorov-Längenskala, die die kleinsten Strömungsstrukturen repräsentiert, mit  $\sim 0,02$  mm um zwei Größenordnungen kleiner als die turbulenten Längenskalen. Die turbulenten Zeitskalen  $\tau$  zeigen einen analogen Verlauf wie die turbulenten Längenskalen (Abfall im LWOT, Anstieg in der Kompressionsphase und erneuter Abfall zum ZOT) und liegen in der Größenordnung von 10...60°KW. Zusätzlich treten die maximalen Werte am Ende der Expansionsphase auf, d.h. dort dauert der Abbau der (noch vorhandenen) turbulenten kinetischen Energie über die Dissipation am längsten. Die Kolmogorov-Zeitskala  $\tau_\eta$  ist über die Auslass-, Einlass- und Kompressionsphase mit  $1 \text{ ms} = 0,9^\circ\text{KW}$  nahezu konstant und liegt um ein bis zwei Größenordnungen unter der turbulenten Zeitskala. Der maximale Wert liegt mit  $9^\circ\text{KW}$  ebenfalls am Ende der Expansionsphase vor.

## 5.4 Qualität der Simulation

Im Anschluss an die Rechnung kann die erreichte Qualität der Simulation über verschiedene Kriterien überprüft werden, z.B. über die Zeitschrittweite  $\Delta t$  oder die erreichte Gitterqualität. Diese und weitere Qualitätskriterien werden im nachfolgenden Abschnitt anhand der Ergebnisse der durchgeführten LES-Rechnung ausgewertet und diskutiert.

### CFL-Bedingung, Gitterauflösung und Zeitschrittweite

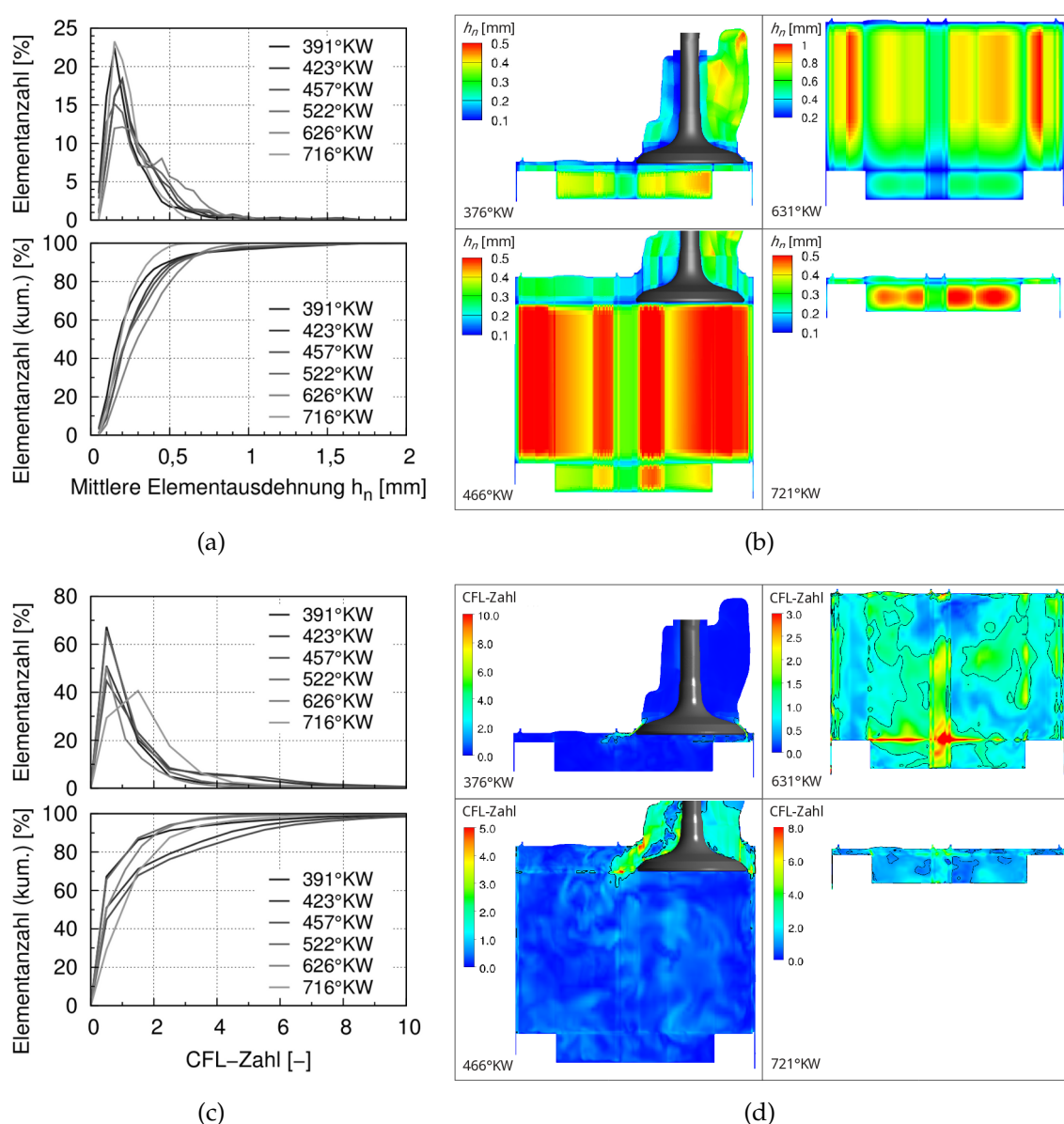
Wie bereits in Abschnitt 4.5.1 vorgestellt und diskutiert lautet die LES-CFL-Bedingung

$$CFL = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \leq 1. \quad (5.19)$$

Ob diese Bedingung erfüllt wurde, hängt davon ab, ob für die vorliegende Gitterauflösung  $\Delta x$  eine für die Strömungsgeschwindigkeit  $u$  ausreichend kleine Zeitschrittweite  $\Delta t$  gewählt wurde. Die Gitterauflösung hängt von den speziellen Anforderungen für eine LES ab. Dazu gehören u.a. die Randschichtauflösung oder die Güte der Hexaederelemente, welche bereits in Abschnitt 4.3.2 für die LES und RANS-Simulation diskutiert wurden. Neben dem bereits angesprochenen Längenskalenverhältnis wurde in Abschnitt 2.3.3 ebenfalls a priori anhand des Modellspektrums für den Zeitpunkt 631°KW (Mitte Kompressionsphase) eine notwendige Filter- und damit Elementgröße bestimmt. Der dabei theoretisch ermittelte Grenzwert von  $\Delta x \sim 1,5 \dots 3$  mm sollte mindestens in der Einlassphase eingehalten werden, da in dieser Phase höhere Geschwindigkeiten und Turbulenzwerte auftreten. In Abbildung 5.36(a) wird die Elementgrößenverteilung anhand der mittleren Elementausdehnung  $h_n = V_n^{1/3}$  für ausgewählte Zeitpunkte in der Einlass- und Kompressionsphase als Histogramm und kumulierte Anzahl dargestellt. Für alle gezeigten Zeitpunkte ist die mittlere Elementgröße von mindestens 96% aller Brennraumelemente kleiner als 1 mm und damit die über das Modellspektrum bestimmte LES-Filterbedingung erfüllt. Die räumliche Verteilung der Elementgrößen ist in Abbildung 5.36(b) für vier Zeitpunkte in der Einlass- und Kompressionsphase in einer vertikalen Schnittebene dargestellt.

Ausgehend von dieser Gitterauflösung wird anhand der CFL-Bedingung untersucht, ob die richtige Zeitschrittweite  $\Delta t$  gewählt wurde. In Abbildung 5.36(c) ist die Häufigkeitsverteilung der CFL-Zahl als Histogramm und kumulativ dargestellt. Je nach Zeitpunkt ist die CFL-Zahl für 45-70% aller Brennraumelemente kleiner als 1. Für alle Zeitpunkte ist die CFL-Zahl von 90% der Elemente kleiner als 5, und die maximal auftretenden CFL-Zahlen liegen in der Größenordnung von 10. Abbildung 5.36(d) zeigt die räumliche Verteilung der CFL-Zahl in der vertikalen Ventilmittenebene für vier Zeitpunkte in der Einlass- und Kompressionsphase, wobei CFL-Zahlen größer 1 durch die schwarze Konturlinien abgegrenzt sind. In der Einlassphase (Abb. 5.36(d), 376°KW, 466°KW) führen die sehr hohen Geschwindigkeiten im Ventilsplatt und in den Einlassstrahlen zu CFL-Zahlen von durchschnittlich 3. Innerhalb des Brennraums liegen die CFL-Zahlen weitestgehend unter 1. Im Laufe der Kompressionsphase (Abb. 5.36(d),

631°KW, 721°KW und 5.36(c) 716°KW) wäre eine kleinere Zeitschrittweite notwendig gewesen, um die CFL-Zahl von durchschnittlich 2 bis 3 auf den Wert 1 zu reduzieren. In der Kompressions- und Expansionsphase ist die Elementanzahl im Vergleich zu den beiden anderen Phasen gering, so dass eine Verfeinerung relativ „kostengünstig“ umgesetzt werden könnte. Wie bereits in Abschnitt 4.5.1 diskutiert, sind diese etwas größeren CFL-Zahlen für die in dieser Phase auftretenden Strömungsgeschwindigkeiten jedoch akzeptabel.

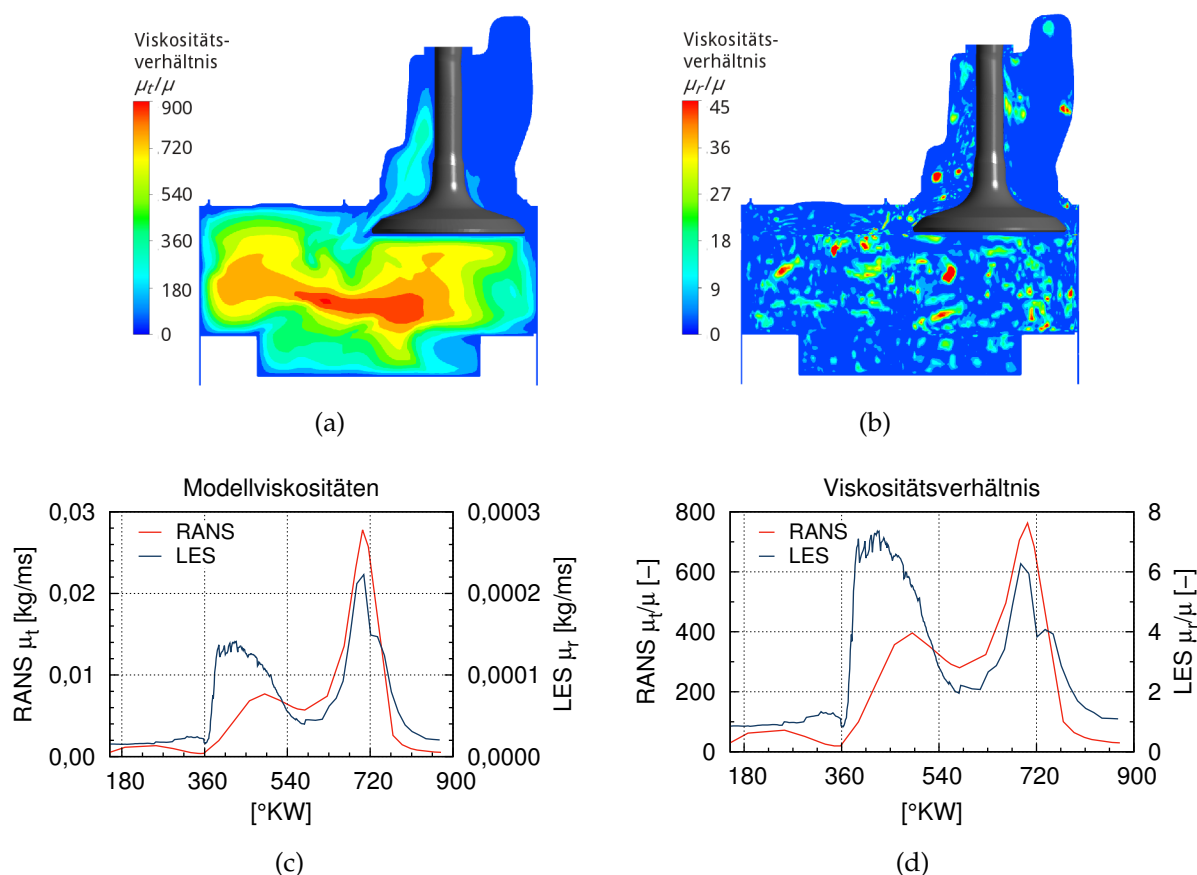


**Abbildung 5.36:** Mittlere Elementausdehnung  $h_n$  (a,b) und CFL-Zahl (LES-Einzelzyklus) (c,d) der Brennelemente zu ausgewählten Zeitpunkten in der Einlass- und Kompressionsphase: (a,c) Histogramm und kumulative Häufigkeitsverteilung, (b,d) Räumliche Verteilung (vertikale Ventilmittenebene).



## Modellviskositäten

Wie in Abschnitt 3.2.2 diskutiert, bildet die Modellviskosität – und damit auch deren Verhältnis zur dynamischen Viskosität – für die hier verwendeten Turbulenzmodelle den wesentlichen Unterschied zwischen RANS- und LES-Modellierung. Für die RANS-Simulation ist die turbulente Viskosität  $\mu_t$  um ein bis zwei Größenordnungen größer als die dynamische Viskosität  $\mu$ . In der LES beträgt die Feinstruktur-Viskosität  $\mu_r$  nur ein (einstelliges) Vielfaches der dynamischen Viskosität. Übersteigt das Verhältnis in einer LES diese Schwelle signifikant, ist dies ein Indiz für eine nicht ausreichende örtliche Auflösung. In Abbildung 5.37(a) und 5.37(b) sind die aus der RANS-Simulation und der LES resultierenden Viskositätsverhältnisse  $\mu_t/\mu$  bzw.  $\mu_r/\mu$  innerhalb der vertikalen Ventilschnittebene zum Zeitpunkt 424°KW dargestellt. Deutlich sichtbar ist die unterschiedliche Verteilung, die für die RANS-Simulation vom Ort abhängt (die höchsten Werte liegen im Brennraum), wohingegen das Verhältnis für die LES im gesamten Brennraum gleichmäßig verteilt ist. In Abbildungen 5.37(c) und 5.37(d) sind der Verlauf der brennraumgemittelten Modellviskositäten und deren Verhältnis zur dynamischen Viskosität innerhalb eines Arbeitsspiels für RANS und LES dargestellt. Der charakteristische Verlauf der Modellviskositäten ist für RANS und LES mit einem Anstieg in der



**Abbildung 5.37:** Modellviskositäten: Ebenenweise Verteilung für (a) RANS und (b) LES zum Zeitpunkt 424°KW (maximaler Einlassventilhub, vertikale Ventilmittenebene); (c) Größenordnung der Modellviskositäten  $\mu_t$  und  $\mu_r$  und (d) deren Verhältnis zur dynamischen Viskosität  $\mu$  (brennraumgemittelte Verläufe innerhalb eines Arbeitsspiels).

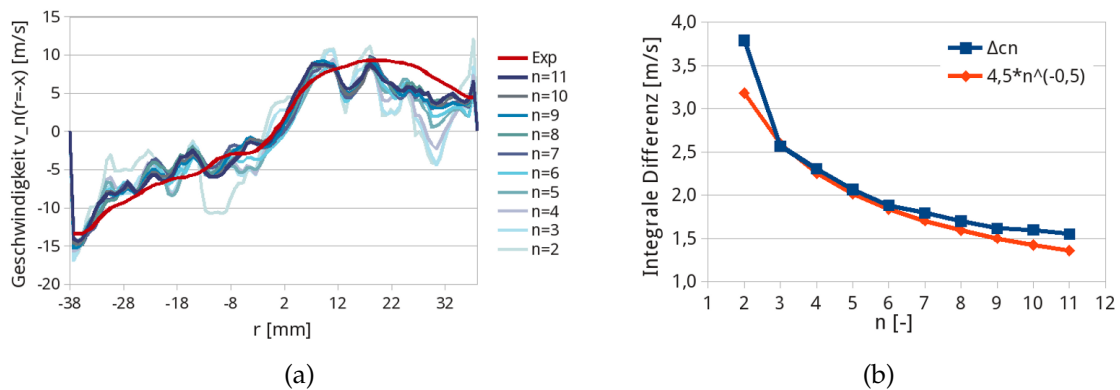
Einlassphase (ca. 360-540°KW) und dem Maximum im ZOT (720°KW) gleich. Die absoluten Werte unterscheiden sich jedoch um zwei Größenordnungen. Das Viskositätsverhältnis variiert für die RANS-Simulation zwischen 200:1 und 700:1 und liegt bei 424°KW (vgl. zu Abb. 5.37(a)) bei ca. 400:1. Für die LES beträgt die Feinstruktur-Viskosität das zwei- bis siebenfache der dynamischen. Für 424°KW (vgl. zu Abb. 5.37(b)) ist das Verhältnis ca. 7:1. Sowohl die Absolutwerte der Modellviskositäten als auch die Viskositätsverhältnisse stimmen sehr gut mit den in der Literatur angegebenen Werten überein [22, 24, 91].

### Zyklenkonvergenz

In Abschnitt 4.5.3 wurde die Anzahl der notwendigen LES-Zyklen für eine statistische Auswertung von ersten und zweiten Momenten (z.B. Mittelwerte oder turbulente kinetische Energie) diskutiert. Anhand des ausgewählten Zeitpunktes 540°KW (LWUT) und eines ausgewählten Geschwindigkeitsprofils  $v(r=-x)$  entlang einer horizontalen Profillinie 10 mm unterhalb des Brennraumdaches (vgl. Abb. ??) soll die Zyklenkonvergenz des Mittelwertes untersucht werden. Dafür wird die Annäherung des Mittelwertes  $\bar{v}_n(r) = \sum_{C=1}^n v_C(r)$  gebildet über die ersten  $C = 1 \dots n$  Zyklen an den tatsächlichen Mittelwert  $\bar{v}_\infty(x)$  betrachtet. Als ein Maß für die Abweichung wird die integrale Differenz

$$\Delta_{cn} = \frac{1}{2r_B} \int_{x=-r_B}^{x=+r_B} |\bar{v}_n(x) - \bar{v}_\infty(x)| dx \quad (5.20)$$

gebildet, wobei  $r_B=38$  mm der Bohrungsradius ist und für  $\bar{v}_\infty$  der experimentelle Mittelwert verwendet wird. In [22, 24] wurde die Zyklenkonvergenz über eine analoge Differenz untersucht. Die Autoren verwendeten allerdings für  $v_\infty$  statt des experimentellen den über alle vorhandenen LES-Zyklen gemittelten Wert. In Abbildung 5.38(a) sind die über die Zyklen 1 bis  $n$  gebildeten Mittelwerte zusammen mit dem experimentellen Mittelwert dargestellt. Abbildung 5.38(b) zeigt den Verlauf der integralen Differenz  $\Delta_{cn}$ . Die Differenz nimmt bis auf einen Wert von 1,5 m/s ab, der 10% der maximalen Geschwindigkeit entspricht.



**Abbildung 5.38:** Zyklenkonvergenz des Mittelwertes (Zeitpunkt 540°KW, Profillinie 10 mm unterhalb des Brennraumdaches): (a) Geschwindigkeitsprofile  $\bar{v}_n(x)$  gemittelt über  $n$  Zyklen; (b) Integrale Differenz nach Gleichung (5.20).

Bei bekannter Standardabweichung  $\sigma_v$  lautet die Varianz des Mittels<sup>22</sup>  $\sigma_{\bar{v}}^2 = \sigma_v^2/n$ . Die Standardabweichung der Strömung zum Zeitpunkt 540°KW ist näherungsweise über Gleichung (5.14) mit  $\sigma_v = \sqrt{\frac{2}{3}k}$  gegeben. Die turbulente kinetische Energie beträgt zu diesem Zeitpunkt  $k_{540^\circ\text{KW}} \approx 30 \text{ m}^2/\text{s}^2$  (vgl. Abb. 5.29). Damit lässt sich ein theoretischer Verlauf der integralen Differenz  $\Delta_{cn}$ , die näherungsweise der Varianz des Mittelwertes entspricht, wie folgt bestimmen

$$\sigma_{\bar{v}} = \sqrt{\frac{\sigma_v^2}{n}} = \sigma_v n^{-\frac{1}{2}} \stackrel{(5.14)}{=} \left(\frac{2}{3}k\right)^{\frac{1}{2}} n^{-\frac{1}{2}} \stackrel{k \approx 30 \text{ m}^2/\text{s}^2}{=} 4,5 n^{-\frac{1}{2}}. \quad (5.21)$$

Dieser Verlauf ist zusätzlich in Abbildung 5.38(b) dargestellt und zeigt die gute Übereinstimmung des Verlaufes von  $\Delta_{cn}$  zum theoretischen Wert. Diese Darstellung bestätigt die in Abschnitt 4.5.3 getroffene Aussage, dass der Vergleich der Mittelwerte bereits für 11 Zyklen möglich ist.

<sup>22</sup> unter Annahme von normalverteilten und unabhängigen Ausgangswerten



# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

### 6.1 Zusammenfassung

An einem Zweiventil-Dieselmotor wurden die durch die Ladungsbewegung induzierten Strömungszustände im Brennraum über das gesamte Arbeitsspiel mithilfe der Large Eddy Simulation untersucht. Ziel dieser Arbeit war die Anwendung eines solchen skalenauflösenden Turbulenzmodells im industriellen Kontext für eine realistische Motorgeometrie. Im Vordergrund stand neben der Anwendung der LES die Validierung der Ergebnisse anhand experimenteller Daten. Zusätzlich wurde die Simulation der Zylinderinnenströmung mit einem skalenauflösenden Turbulenzmodell im Vergleich zur etablierten RANS-Methode bewertet.

In der zeitlich parallel laufenden Doktorarbeit von V. Neubert [65, 66] wurde die Ladungsbewegung experimentell mittels konventioneller und Hochgeschwindigkeits-PIV untersucht. Die Kopplung dieser beiden Arbeiten ermöglichte zum einen die Validierung der LES anhand einer umfassenden experimentellen Datenbasis. Zum anderen waren zwei sich gegenseitig ergänzende Untersuchungen möglich: Nicht alle Orte, Zeitpunkte und Geschwindigkeitskomponenten können im Experiment erfasst werden. Die anhand der verfügbaren experimentellen Daten validierte LES bietet dann die Möglichkeit, Einblicke in alle zu untersuchenden Strömungszustände zu erhalten.

Die Arbeit teilt sich in die durch die übliche Vorgehensweise einer (Motor-)Simulation vorgegebenen Hauptblöcke, beginnend mit der Geometrieaufbereitung, der Vernetzung und der Bestimmung der Randbedingungen. Insbesondere diese ersten Schritte, aber auch die im Anschluss an die Simulation folgenden Schritte der Auswertung und Ergebnisinterpretation erfolgten in ständiger Abstimmung mit den experimentellen Untersuchungen, um eine Validierung der LES zu ermöglichen. Für die Vernetzung, die Wahl der numerischen Methoden, das Setup und die Durchführung der Simulation wurden die speziellen Anforderungen einer LES diskutiert und berücksichtigt.

Die in der Simulation verwendete Geometrie ist identisch zu der des experimentellen Aufbaus. Insbesondere der für die optischen Untersuchungen verlängerte Einlasskanal, der hohe Feuersteg und die Topfmulde sind in der Simulationsgeometrie enthalten. Weitere Besonderheiten des optisch zugänglichen Motors sind die Stauchung des

Langkolbens in der Kompressionsphase und der erhöhte Blowby. Numerische Studien zeigten, dass u.a. eine dynamische Kolbenhubkurve, die die Stauchung berücksichtigt, adiabate Wandwärmerandbedingungen im Feuersteg und ein um ZOT asymmetrischer Blowby-Massenstrom notwendig sind, um die experimentellen Temperaturen und Drücke in der Kompressions- und Expansionsphase abbilden zu können.

Die blockstrukturierte Vernetzung mit Hexaederelementen stellte einen sehr großen Arbeitsblock in der Vorbereitung der eigentlichen Simulation dar. Die Qualität der LES-Ergebnisse hängt aufgrund der implizit vorgegebenen Filterweite stark von der Netzgüte ab, weshalb für die Vernetzung besondere Sorgfalt notwendig ist. Spezielle LES-Qualitätskriterien wie das Längenskalenverhältnis und die CFL-Bedingung wurden a priori basierend auf einer RANS-Simulation bestimmt und für die Gittererstellung sowie die Abschätzung der erforderlichen Zeitschrittweite verwendet. Die bewegten Kolben- und Ventilgeometrien führen im Laufe der Simulation zu einer Gitterdeformation. Sobald erforderliche Gitterqualitätskriterien dadurch nicht mehr erfüllt werden, muss ein neues Gitter für die weitere Rechnung zur Verfügung gestellt werden. Diese Neuvernetzung wurde im Rahmen dieser Arbeit für die verwendete Motortopologie vollständig über Skripte automatisiert. Die Anzahl der Gitterelemente liegt mit maximal 7 Mio im LWUT und minimal 1,5 Mio Elementen im ZOT in einem für eine LES geeigneten Bereich.

In der LES entspricht die Berechnung eines Arbeitsspiels einem Einzelzyklus, so dass für eine statistische Auswertung die Berechnung mehrerer Zyklen notwendig ist. Es hat sich gezeigt, dass die in dieser Arbeit simulierten elf Zyklen bereits ausreichend für eine Mittelwertbildung sind und einen quantitativen Vergleich zweiter Momente ermöglichen.

## **Ergebnisse und Validierung der LES anhand experimenteller Daten**

Die Zylinderinnenströmung des Zweiventil-Dieselmotors ist in der Einlassphase durch sehr hohe Geschwindigkeiten in den Ventilspalten von bis zu 100 m/s geprägt. In dieser Phase betragen die Fluktuationen der Einlassstrahlen bis zu 50% der auftretenden Geschwindigkeiten. Der verdrehte Einlassdrallkanal führt zu einer Drallströmung im Zylinder, die sich gegen Ende der Einlassphase stabilisiert und in der Kompressionsphase vollständig erhalten bleibt. Im Laufe der Kompressionsphase kommt es dabei zu einer Wanderung und Verdrehung der Drallachse. Die Strömungsfluktuationen und die turbulente kinetische Energie nehmen in demselben Zeitraum ab. Diese Strömungsphänomene sind sowohl im Experiment als auch in der CFD-Untersuchung (LES, und teilweise RANS) sichtbar und stimmen quantitativ gut überein.

Die Strömung nahe ZOT hat in einem Dieselmotor direkten Einfluss auf die Gemischbildung und Verbrennung. Die Ergebnisse der LES zeigen, dass zu diesem Zeitpunkt die Überlagerung der Drallströmung durch die Quetschspaltströmung zu erhöhten Zyklusunterschieden und Fluktuationen, und damit zu einem erhöhten Turbulenzgrad, der Strömung in der Mulde führt.

In [12] wird der Begriff *Validierung* „für die Bestätigung der Modellresultate verwendet [...]. Es ist nachzuweisen oder besser plausibel zu machen, dass die Resultate des Modells nicht zu stark von den Resultaten des Systems abweichen. [...] Die ergebnisbezogene Validierung vergleicht die Ergebnisse des Simulationsmodells mit denen des realen Systems und stellt fest, welche Abweichungen tolerierbar sind.“ Im Rahmen dieser Definition ist in der hier vorliegenden Arbeit die Large Eddy Simulation der Zylinderinnenströmung im Vergleich zu den experimentellen PIV-Daten validiert worden. Dabei ist, wie bereits angesprochen, auf die Vergleichbarkeit der beiden Systeme zu achten.

So ist beispielsweise bei der Berechnung der Strömungsfluktuationen und der daraus resultierenden turbulenten kinetischen Energie die räumliche Filterung zu beachten – es wird nicht die tatsächlich vorhandene, sondern die mit der gewählten Filterweite aufgelöste TKE berechnet. In der LES erfolgt die Filterung über die Gitterweite, in der experimentellen PIV-Untersuchung über die Abfragefenster der Auswertung. Idealerweise sollten die PIV- und LES-Filter die gleiche Weite haben, und, wie für eine LES gefordert, 80% des Turbulenzspektrums auflösen können.

Prinzipbedingt wird mit der für die experimentellen Untersuchungen verwendeten PIV ein zweidimensionales, zweikomponentiges Geschwindigkeitsfeld bestimmt. Dieses experimentelle Verfahren ist deshalb hauptsächlich für (quasi-)zweidimensionale Strömungen geeignet, bei denen keine hohen Vertikalkomponenten senkrecht zur Messebene auftreten. Aus diesem Grund können die Geschwindigkeiten der stark dreidimensional ausgeprägten Strömung in der Einlassphase nicht vollständig mithilfe der PIV erfasst werden und sind deshalb für Validierungsvergleiche ungeeignet. Die ausgeprägte quasi-zweidimensionale Drallströmung gegen Ende der Einlassphase und in der Kompressionsphase ist im Gegensatz dazu sehr gut geeignet für die Validierung der LES-Resultate. Für einen genauen Vergleich sollte dabei auch die LES-Auswertung analog zum Experiment ebenenweise und zweikomponentig erfolgen.

Im Vergleich zwischen LES und Experiment konnte für die Drallströmung eine sehr gute Übereinstimmung der Geschwindigkeitsfelder im Mittel und in der Varianz gezeigt werden. Als Indikator für Zyklusschwankungen wurde das Drallzentrum verwendet. Die Berechnung des Drallzentrums ist weitestgehend unabhängig von der Filterweite und stellt damit einen robusten Vergleich dar. Auch hier ergab sich eine gute Übereinstimmung der Zyklus-zu-Zyklus-Streuung der Drallzentren für LES und Experiment.

Abweichungen zwischen Simulation und Experiment gab es für die mittlere turbulente kinetische Energie in der Einlassphase. Aufgrund der in dieser Phase gitterbedingt kleineren LES-Filterweite, wird hier ein größerer Anteil des Turbulenzspektrums aufgelöst. In der Kompressionsphase stimmen die Filterweiten aus PIV und LES nahezu überein, so dass ein quantitativer Vergleich möglich ist und mit dem gezeigt werden kann, dass die in der LES berechnete mittlere turbulente kinetische Energie der des Experiments entspricht.

Zusätzlich zu der ergebnisbezogenen Validierung wurde die Plausibilität der LES-Ergebnisse in Bezug auf die Turbulenztheorie anhand des Modellenergiespektrums und der integralen Skalen diskutiert.

## Bewertung der LES und Vergleich zur RANS-Simulation

Gemittelte charakteristische Werte wie die Drallzahl oder die mittleren Geschwindigkeiten der ausgeprägten Drallströmung werden im Vergleich zum Experiment von RANS und LES gleich gut abgebildet. Lokale und instantane Strömungsfluktuationen oder Zyklusschwankungen, wie beispielsweise bei der Überlagerung von Drall- und Quetschspaltströmung nahe ZOT, werden von der LES im Vergleich zum Experiment plausibel wiedergegeben. Diese können modellbedingt in der RANS-Simulation nicht abgebildet werden.

In der Einlassphase wird die turbulente kinetische Energie, die in der  $k$ -Erhaltungsgleichung des RANS-Modells berechnet wird, im Vergleich zu der experimentellen und der LES-TKE deutlich unterschätzt. Da im Laufe der Kompressionsphase sich die TKE-Werte aller drei Verfahren angleichen, ist diese Abweichung für dieselmotorische Anwendungen akzeptierbar, könnte jedoch für ottomotorische Anwendungen mit Direkteinspritzung und Gemischbildung in der Einlassphase problematisch sein.

Ein Nachteil der LES liegt bei Verwendung der Gitterelemente als impliziten Filter in der Gitterabhängigkeit. Bei immer feiner werdender Gitterauflösung, und damit verringerter Filterweite, wird entsprechend mehr Turbulenz aufgelöst. Soll z.B. ein relativer Vergleich zweier unterschiedlicher Motorgeometrien und die Bewertung des Einflusses auf Strömungscharakteristika mit LES durchgeführt werden, so ist unbedingt auf ein gleiches Gitter bzw. eine gleiche Filterweite zu achten. Im Gegensatz dazu liefert die RANS-Simulation bei ausreichender Netzauflösung eine gitterunabhängige Lösung.

Die reine Rechenzeit für die LES betrug in dieser Arbeit für elf Zyklen mit einer  $5 \times 2$ -Zyklenreihenparallelisierung zehn Wochen, und damit zehn Mal länger als die RANS-Simulation von drei aufeinanderfolgenden Zyklen à 2,5 Tagen. Die Erstellung eines blockstrukturierten Hexaedergitters dauert mit 8-10 Wochen für einen erfahrenen Anwender bei Verwendung des gleichen Tools ICEM CFD fünf Mal so lange wie die Erstellung eines für die RANS-Simulation geeigneten Tetraedergitters. Die Auswertung dauert für die umfangreichen LES-Ergebnisse doppelt so lange, da Mittelwerte und Varianz, die bei einer RANS-Simulation als Lösungsvariablen bereits vorhanden sind, zusätzlich berechnet werden müssen. Auch der CPU- und Lizenzbedarf ist im Vergleich zur RANS-Simulation insbesondere bei Nutzung einer Zyklenreihenparallelisierung mit z.B. der Auteilung  $5 \times n$  um den Faktor fünf höher. Alles zusammengekommen stellt damit die LES deutlich höhere Anforderungen an den Ressourcenaufwand als eine RANS-Simulation. Vor diesem Hintergrund ist eine sorgfältige Abwägung des Aufwand-zu-Nutzen-Verhältnisses vor Beginn der Untersuchung notwendig.

Zusammenfassend empfiehlt sich die RANS-Simulation für Bewertungen und Relativvergleiche, in denen die gemittelten Werte ausreichend sind, z.B. die Änderung der Verbrennung und des Druckverlaufes in Abhängigkeit vom Einspritzzeitpunkt. Als Ergänzung zu experimentellen Untersuchungen erlaubt die RANS-Simulation einen vollständigen Einblick in die (gemittelte) dreidimensionale Strömung. Die LES ist dagegen sinnvoll, sobald beispielsweise Zyklusschwankungen oder instantane und lokale Verteilungen untersucht werden sollen. Die LES stellt eine Ergänzung zur RANS-Simulation dar,



so wie auch im Experiment der vollständig optisch zugängliche Prüfstandsmotor eine Ergänzung zu den „konventionellen“ Emissionsmotorprüfständen ist.

## 6.2 Ausblick

Die Simulation der Zylinderinnenströmung mit LES als skalenauflösendes Turbulenzmodell stellte sich im Rahmen dieser Arbeit als eine sehr ressourcenaufwändige Simulation dar. Gerade mit Hinblick auf die industrielle Anwendung ist eine deutliche Aufwandsreduzierung notwendig. Bereits für das in dieser Arbeit verwendete Setup ist das im gewissen Maße möglich. So könnte die Rechenzeit über die Verwendung einer adaptiven Zeitschrittweite, wie beispielsweise der ventilhübenabhängigen Zeitschrittweite in der Einlassphase, verkürzt werden. Indem die für Hexaedergitter typischen unnötig fein aufgelösten Gebiete im Brennraum verringert werden, ließe sich die Rechenzeit aufgrund der geringeren Elementanzahl ebenfalls reduzieren. Die CPU- und Lizenzanforderungen ließen sich herabsetzen, indem die Gebietszerlegung der Parallelisierung innerhalb einer Arbeitsspielrechnung adaptiv auf die aktuelle Gebietsgröße und -topologie angepasst wird. So ist die Nutzung von 50 CPU für das größte Gitter mit 7 Mio Elementen im LWUT der Einlassphase notwendig, für das Rechengitter mit knapp 2 Mio Elementen nahe ZOT wären jedoch 20 CPU ausreichend.

Das größte Zeitsparpotenzial bietet eine optimierte und validierte Nutzung der Zylinderreihenparallelisierung. Dafür sollte insbesondere die statistische Störung der Reihenstartzyklen weiterführend untersucht und verbessert werden. Dies ist insbesondere interessant für die Berechnung ausreichend vieler Zyklen, die für die statistisch abgesicherte Auswertung der LES-Ergebnisse notwendig sind.

Ein weiteres Potenzial bietet die Verwendung eines anderen Vernetzungstools, das eine automatische hexaederbasierte Vernetzung in Kombination mit Tetraedern und Prismen ermöglicht. Diese wäre gegenüber blockstrukturierten Vernetzungsmethoden bei (global) annähernd gleich bleibenden numerischen Elementeigenschaften deutlich schneller umsetzbar.

In dieser Arbeit wurde die LES als skalenauflösendes Turbulenzmodell erfolgreich für die Simulation der Zylinderinnenströmung angewendet. Als eine sinnvolle weiterführende Arbeit wäre die Untersuchung des Potenzials eines skalenauflösenden Turbulenzmodells für die Simulation eines vollständigen motorischen Arbeitsspiels einschließlich Einspritzung, Gemischbildung und Verbrennung im industriellen Umfeld zu sehen. Auf dem Gebiet der Spray- und Verbrennungsmodelle für Motorsimulationen mit skalenauflösenden Turbulenzmodellen wird zur Zeit hauptsächlich an Universitäten und mit Open-Source-Software wie KIVA gearbeitet (vgl. Einleitung 1). Kommerzielle Software-Anbieter wie STAR-CD oder AVL FIRE entwickeln ihre LES-Modelle ebenfalls in Zusammenarbeit mit Universitäts-Instituten [37, 75]. Bereits die Berechnung der reinen Ladungsbewegung ist nicht ohne weiteres im „Tagesgeschäft“ anwendbar, ebenso ist dies nicht von der Berechnung mit den Spray- und Verbrennungsmodellen zu erwarten. In einem Projekt, wie der hier vorliegenden Arbeit, ist eine solche An-

wendung jedoch denkbar. Jeder der neuen Teilschritte (Spray, Gemischbildung und Verbrennung) sollte anhand experimenteller Daten validiert werden. Für die experimentelle Bewertung dieser Teilaspekte stehen qualitative und im Vergleich zur PIV weniger aufwendige Methoden zur Verfügung (z.B. Mie-Streulicht, laserinduzierte Fluoreszenz, Rußeigenleuchten [46, 68]). Sie liefern allerdings integrale Werte, so dass die orts aufgelöste Untersuchung durch beispielsweise PIV für eine vollständige Validierung der LES-Ergebnisse weiterhin notwendig sein wird. Als Zusatznutzen der LES-Validierung bietet sich, wie bereits in dieser Arbeit durchgeführt, der Abgleich mit den aktuell verwendeten RANS-Methoden an.

Mit der so validierten skalenauflösenden Simulationsmethode ließen sich weitere interessante Themen an einer konkret gegebenen realistischen Motorgeometrie untersuchen. Ein solches Thema sind beispielsweise Zyklusschwankungen: Welche Definitionen für Zyklusschwankungen sind möglich, welche sinnvoll? Es gibt rein „zufällige“, turbulente Schwankungen, aber auch Schwankungen, die durch den Vorgängerzyklus induziert werden, z.B. eine andere Abgaszusammensetzung durch eine unvollständige Verbrennung (*combustion variability* [44]). Welche Turbulenz, welche Skalen beeinflussen die instantanen Vorgänge der Gemischbildung und Verbrennung? So hat die Turbulenz der lokalen und instantanen Fluktuationen einen direkten Einfluss auf die Flammengeschwindigkeit, aber auch die Schwankungen der großskaligen Strukturen, wie beispielsweise eine geänderte Lage des Drallzentrums bzgl. des Injektors, können sich auswirken. In experimentellen Untersuchungen kann die Korrelation beider Effekte untersucht werden, im Rahmen eines „numerischen Experiments“ mithilfe der LES könnten sie getrennt und unabhängig voneinander untersucht werden.

Prinzipiell wird es mittel- und langfristig deutlich verbesserte Rechnerhardware (*Mooresches Gesetz*, [40]) geben, die entweder die Berechnung in deutlich weniger Zeit und/oder mit einer höheren Gitterauflösung ermöglichen werden. Neben den reinen Rechenzeitaspekten, wird es auch eine Entwicklung der numerischen Modelle sowohl für LES als auch RANS geben, die eine stetig bessere Abbildung des realen Systems ermöglichen werden. Die skalenauflösenden Turbulenzmodelle bieten also zukünftig ein großes Potenzial für die Anwendung in der industriellen Entwicklung neben den bereits etablierten RANS-Methoden.

# Literaturverzeichnis

- [1] *The AVBP code – A parallel CFD code for reactive unsteady flow simulations on hybrid grids.* IFPEN – Institut Français de Pétrole Energies nouvelles, CERFACS – Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique, URL: [www.cerfacs.fr/4-26334-The-AVBP-code.php](http://www.cerfacs.fr/4-26334-The-AVBP-code.php), **2009**. (abgerufen am 30.3.2013).
- [2] *Emissionsgesetzgebung für Personenwagen und leichte Nutzfahrzeuge.* ÖVK – Österreichischer Verein für Kraftfahrzeugtechnik, URL: [www.auto-umwelt.at/\\_gesetzg/gesvs\\_abg.htm](http://www.auto-umwelt.at/_gesetzg/gesvs_abg.htm), **2010**. (abgerufen am 30.3.2013).
- [3] *A Common Engine Platform for Engine LES Development and Validation.* ECN – Engine Combustion Network, URL: [www.sandia.gov/ecn/engines/engineFlows/TCCEngine.php](http://www.sandia.gov/ecn/engines/engineFlows/TCCEngine.php), **2012**. (abgerufen am 30.3.2013).
- [4] ANSYS, INC.: *ANSYS CFX-Solver Modeling Guide*, **2010**. Release 13.0.
- [5] ANSYS, INC.: *ANSYS CFX-Solver Theory Guide*, **2010**. Release 13.0.
- [6] BALARAC, G., V. RAMAN und H. PITSCH: *Modeling of the subfilter scalar dissipation rate.* Annual Research Briefs 2008, Center for Turbulence Research, Stanford University, **2008**.
- [7] BAUER, W.: *Empirisches Modell zur Bestimmung des dynamischen Strahlkegelwinkels bei Diesel–Einspritzdüsen.* Doktorarbeit, Fakultät für Maschinenwesen der Technischen Universität München, **2007**.
- [8] BAUM, E., B. PETERSON, B. BÖHM und A. DREIZLER: *Comprehensive in-cylinder flow field measurements for LES validation.* In: *LES4ICE - International Conference on LES for Internal Combustion Engine Flows*, **2012**.
- [9] BORIS, J.P., F.F. GRINSTEIN, E.S. ORAN und R.L. KOLBE: *New insights into large eddy simulation.* Fluid Dynamics Research, 10:199–228, **1992**.
- [10] BRUSSIES, E., V. NEUBERT und R. STIRN: *Diesel engine in-cylinder flow simulation with scale resolving turbulence models using ANSYS CFX.* In: *Proceedings ANSYS Conference & 29. CADFEM Users Meeting*, **2011**.
- [11] BRUSSIES, E., V. NEUBERT, G. BITTLINGER, J. JANICKA, A. DREIZLER und W. BAUER: *A Strategy for Evaluation of LES Applied to Diesel Engine In-Cylinder Flow – Joint Effort of Simulation and Experimental PIV Flow Analysis.* In: *Proceedings LES4ICE Conference – LES for Internal Combustion Engine Flows*, **2010**.

- [12] BUCHHOLZ, P.: *Vorlesungsskript Modellgestützte Analyse und Optimierung*, Kapitel 8 Validierung von Modellen, Seiten 127–138. Fakultät für Informatik der Technischen Universität Dortmund, **2011**.
- [13] BUSCHBECK, M., N. BITTNER, T. HALFMANN und S. ARNDT: *Dependence of combustion dynamics in a gasoline engine upon the in-cylinder flow field, determined by high-speed PIV*. *Experiments in Fluids*, 53(6):1701–1712, **2012**.
- [14] CELIK, I., I. YAVUZ und A. SMIRNOV: *Large Eddy Simulations of in-cylinder turbulence for internal combustion engines: a review*. *International Journal of Engine Research*, 2(2):119–148, **2001**.
- [15] CHOI, W., B.-C. CHOI, H.-K. PARK, K.-J. JOO und J.-H. LEE: *In-Cylinder Flow Field Analysis of a Single Cylinder DI Diesel Engine Using PIV and CFD*. SAE Technical Paper Series, 2003-01-1846:1–13, **2003**.
- [16] CHRISTEN, D.S.: *Praxiswissen der chemischen Verfahrenstechnik: Handbuch für Chemiker und Verfahreningenieure*. Springer Berlin Heidelberg, **2010**.
- [17] COSADIA, I., J. BOREÉ und P. DUMONT: *Coupling time-resolved PIV flow-fields and phase-invariant proper orthogonal decomposition for the description of the parameters space in a transparent Diesel engine*. *Experiments in Fluids*, 43:357–370, **2007**.
- [18] CR/AEE3, CR/AED2: *Persönliche Kommunikation mit Kollegen*. Robert Bosch GmbH, Forschung und Vorauentwicklung, **2009**.
- [19] DELAFOSSE, A., M.-L. COLLIGNON, M. CRINE und D. TOYE: *Estimation of the turbulent kinetic energy dissipation rate from 2D-PIV measurements in a vessel stirred by an axial Mixel TTP impeller*. *Chemical Engineering Science*, 66(8):1728–1737, **2011**.
- [20] DESLANDES, W., A. DUPONT, X. BABY, G. CHARNAY und J. BOREE: *PIV Measurements of Internal Aerodynamic of Diesel Combustion Chamber*. SAE Technical Paper Series, 2003-01-3083:49–55, **2003**.
- [21] DEVESA, A., J. MOREAU, J. HÉLIE, V. FAIVRE und T. POINSOT: *Initial conditions for Large Eddy Simulations of piston engine flows*. *Computers & Fluids*, 36:701–713, **2007**.
- [22] DUGUÉ, V., N. GAUCHET und D. VEYNANTE: *Applicability of Large Eddy Simulation to the Fluid Mechanics in a Real Engine Configuration by Means of an Industrial Code*. SAE Technical Paper Series, 2006-01-1194:1–14, **2006**.
- [23] EIGLMEIER, C.: *Phänomenologische Modellbildung des gasseitigen Wandwärmeüberganges in Dieselmotoren*. Doktorarbeit, Fachbereich Maschinenbau der Universität Hannover, **2000**.
- [24] ENAUX, B., V. GRANET, O. VERMOREL, C. LACOUR, L. THOBOIS, V. DUGUÉ und T. POINSOT: *Large Eddy Simulation of a Motored Single-Cylinder Piston Engine: Numerical Strategies and Validation*. *Flow, Turbulence and Combustion*, 86:153–177, **2011**.

- [25] FAJARDO, M. und V. SICK: *Kinetic Energy and Dissipation Rate Spectra of High- and Low-Swirl Internal Combustion Engine Flows*. SAE Technical Paper Series, 2009-01-0651:1–13, **2009**.
- [26] FOGLEMAN, M., J. LUMLEY, D. REMPFER und D. HAWORTH: *Application of the proper orthogonal decomposition to datasets for internal combustion engine flows*. Journal of Turbulence, 5:N23, **2004**.
- [27] FÖRSTER, H.K.: *Einfluss der Turbulenz-Chemie Interaktion auf das Zündverhalten schwach stabilisierter Überschallflammen*. Doktorarbeit, Fakultät für Maschinenwesen der Technischen Universität München, **2009**.
- [28] FRÖHLICH, J.: *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen*. Teubner Wiesbaden, **2006**.
- [29] FRÖHLICH, J. und D. VON TERZI: *Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows*. Progress in Aerospace Sciences, 44:349–377, **2008**.
- [30] FUREBY, C. und R.E. BENSOW: *LES at Work: Quality Management in Practical Large-Eddy Simulations*. In: MEYERS, J., B.J. GEURTS und P. SAGAUT (Hrsg): *Quality and Reliability of Large-Eddy Simulations*. Springer Berlin Heidelberg, **2008**.
- [31] GEORGIADIS, N.J., D.P. RIZZETTA und C. FUREBY: *Large-Eddy Simulation: Current Capabilities, Recommended Practices, and Future Research*. AIAA Journal, 48(8):1772–1784, **2010**.
- [32] GERMANO, M., U. PIOMELLI, P. MOIN und W.H. CABOT: *A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model*. Physics of Fluids, 3(7):1760–1765, **1991**.
- [33] GLEISSNER, M.: *Analyse von Brennraumströmung, Gemischbildung und Verbrennung am Transparentmotor mit Benzindirekteinspritzung und strahlgeführten Brennverfahren*. Doktorarbeit, Fachbereich Maschinenbau der Technischen Universität Darmstadt, **2011**.
- [34] GORYNTSEV, D.: *Large Eddy Simulation of the Flow and Mixing Field in an Internal Combustion Engine*. Doktorarbeit, Fachbereich Maschinenbau der Technischen Universität Darmstadt, **2007**.
- [35] GORYNTSEV, D., A. SADIKI, M. KLEIN und J. JANICKA: *Large eddy simulation based analysis of the effects of cycle-to-cycle variations on air–fuel mixing in realistic DISI IC-engines*. Proceedings of the Combustion Institute, 32:2759–2766, **2009**.
- [36] GORYNTSEV, D., A. SADIKI, M. KLEIN und J. JANICKA: *Analysis of cyclic variations of liquid fuel–air mixing processes in a realistic DISI IC-engine using Large Eddy Simulation*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 31:845–849, **2010**.
- [37] GOSMAN, A.D.: *Progress on Engine LES Using STAR-CD*. In: Japan STAR Conference, **2012**.

- [38] GRAFTIEAUX, L., M. MICHARD und N. GROSJEAN: *Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows*. Measurement Science and Technology, 12:1422–1429, **2001**.
- [39] GRANET, V., O. VERMOREL, C. LACOUR, B. ENAUX, V. DUGUÉ und T. POINSOT: *Large-Eddy Simulation and experimental study of cycle-to-cycle variations of stable and unstable operating points in a spark ignition engine*. Combustion and Flame, 159(4):1562–1575, **2012**.
- [40] GREENE, K.: *Das Koomey'sche Gesetz*. heise online, Technology Review, URL: [heise.de/-1340745](http://heise.de/-1340745), **2011**. (abgerufen am 5.5.2013).
- [41] GROSSMANN, C. und H.-G. ROOS: *Numerische Behandlung partieller Differentialgleichungen*. Teubner Wiesbaden, 3., völlig überarb. und erw. Aufl. Auflage, **2005**.
- [42] HASSE, C., V. SOHM und B. DURST: *Detached eddy simulation of cyclic large scale fluctuations in a simplified engine setup*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 30:32–43, **2009**.
- [43] HASSE, C., V. SOHM und B. DURST: *Numerical investigation of cyclic variations in gasoline engines using a hybrid URANS/LES modeling approach*. Computers & Fluids, 39:25–48, **2010**.
- [44] HAWORTH, D. C.: *Large-Eddy Simulation of in-Cylinder Flows*. Oil & Gas Science and Technology - Rev. IFP, 54:175–185, **1999**.
- [45] HEINOLD, O., M. LIPPISCH, T. KUNZ, R. STIRN und G. BITTLINGER: *Wirkung, Potenzial und Grenzen von verkürzten Spritzabständen beim Dieselmotor – Ergebnisse thermodynamischer, optischer und numerischer Untersuchungen*. In: TSCHÖKE, H. (Hrsg): *Diesel- und Benzindirekteinspritzung VI*. expert-Verlag Renningen, **2010**.
- [46] HERTLER, D.: *Partikelemissionen von Ottomotoren mit Direkteinspritzung – Experimentelle Charakterisierung des Einflusses der Kraftstoffaufbereitung und Gemischbildung*. Doktorarbeit, Fachbereich Maschinenbau der Technischen Universität Darmstadt, **2013**.
- [47] HEYWOOD, J.B.: *Fluid Motion Within the Cylinder of Internal Combustion Engines – The 1986 Freeman Scholar Lecture*. Journal of Fluids Engineering, 109(1):3–35, **1987**.
- [48] HEYWOOD, J.B.: *Internal Combustion Engine Fundamentals*. McGraw-Hill, **1988**.
- [49] KAH, D., V. MITTAL, SHASHANK und H. PITSCH: *LES of spray and combustion in an internal combustion engine*. Annual Research Briefs 2012, Center for Turbulence Research, Stanford University, **2012**.
- [50] KASHDAN, J. und B. THIROUARD: *Optical Engines as Representative Tools in the Development of New Combustion Engine Concepts*. Oil & Gas Science and Technology – Rev. IFP Energies nouvelles, 66(5):759–777, **2011**.

- [51] KASHDAN, J.T. und B. THIROUARD: *A Comparison of Combustion and Emissions Behaviour in Optical and Metal Single-Cylinder Diesel Engines*. SAE Technical Paper Series, 2009-01-1963:1–16, **2009**.
- [52] KEMPF, A., M. KLEIN und J. JANICKA: *Efficient Generation of Initial- and Inflow-Conditions for Transient Turbulent Flows in Arbitrary Geometries*. Flow, Turbulence and Combustion, 74:67–84, **2005**.
- [53] KLEIN, M., A. SADIKI und J. JANICKA: *A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large eddy simulations*. Journal of Computational Physics, 186:652–665, **2003**.
- [54] KOPP, C.: *Variable Ventilsteuerung für Pkw-Dieselmotoren mit Direkteinspritzung*. Doktorarbeit, Fakultät für Maschinenbau der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, **2006**.
- [55] LEDERLIN, T. und H. PITSCH: *Large-eddy simulation of an evaporating and reacting spray*. Annual Research Briefs 2008, Center for Turbulence Research, Stanford University, **2008**.
- [56] LEICK, P.: *Quantitative Untersuchung zum Einfluss von Düsengeometrie und Gasdichte auf den Primärzerfallsbereich von Dieselsprays*. Doktorarbeit, Fachbereich Maschinenbau der Technischen Universität Darmstadt, **2008**.
- [57] MENTER, F. und Y. EGOROV: *Zonal LES in CFX-13.0 (hidden  $\beta$ -feature)*. Präsentation zum ZLES-Tutorial, ANSYS, INC., **2010**.
- [58] MENTER, F.R.: *Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications*. AIAA Journal, 32(8):1598–1605, **1994**.
- [59] MENTER, F.R. und M. KUNTZ: *Development and application of a zonal DES turbulence model for CFX-5*. Validation Report CFX-VAL17/0703, ANSYS, INC., **2003**.
- [60] MERKER, G.P., CHR. SCHWARZ und R. TEICHMANN (Hrsg): *Grundlagen Verbrennungsmotoren*. ATZ/MTZ-Fachbuch. Vieweg + Teubner Wiesbaden, 6. erg. Auflage, **2012**.
- [61] MITTLER, R., A. MIERBACH und D. RICHARDSON: *Understanding the Fundamentals of Piston Ring Axial Motion and Twist and the Effects on Blow-By*. In: *Proceedings ASME 2009 Internal Combustion Engine Division Spring Technical Conference*, **2009**.
- [62] MOUREAU, V., I. BARTON, C. ANGELBERGER und T. POINSOT: *Towards Large Eddy Simulation in Internal-Combustion Engines: simulation of a compressed tumble flow*. SAE Technical Paper Series, 2004-01-1995:1–10, **2004**.
- [63] MUELLER, M.E. und H. PITSCH: *LES model for sooting turbulent nonpremixed flames*. Combustion and Flame, 159(6):2166–2180, **2012**.

- [64] MÜLLER, S.H.R.: *Analysis of in-cylinder processes of an internal combustion engine with direct-injection using high-speed laser diagnostics*. Doktorarbeit, Fachbereich Maschinenbau der Technischen Universität Darmstadt, **2012**.
- [65] NEUBERT, V.: *Analysis of In-Cylinder Air Motion in a Fully Optically Accessible 2V-Diesel Engine by Means of Conventional and Time Resolved PIV*. Doktorarbeit, Fachbereich Maschinenbau der Technischen Universität Darmstadt. In Vorbereitung.
- [66] NEUBERT, V., P. LEICK, R. STIRN und A. DREIZLER: *Analysis of In-Cylinder Air Motion in a Fully Optically Accessible 2V-Diesel Engine by Means of Conventional and Time Resolved PIV*. In: *9th International Symposium on Particle Image Velocimetry*, **2011**.
- [67] NICOUD, F. und F. DUCROS: *Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor*. *Flow, Turbulence and Combustion*, 62:183–200, **1999**.
- [68] OHRNBERGER, T.D.G.: *Einspritzdüsenauslegungen und Brennraumgeometrien für ein direkteinspritzendes 2-Ventil-Dieselmotorenverfahren*. Doktorarbeit, Fakultät für Maschinenwesen der Technischen Universität München, **2010**.
- [69] PANJWANI, B., I.S. ERTESV, K.E. RIAN und A. GRUBER: *Subgrid Combustion Modeling for Large Eddy Simulation (LES) of Turbulent Combustion using Eddy Dissipation Concept (EDC)*. In: PEREIRA, J.C.F. ET AL. (Hrsg): *Proceedings of the V European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD*, **2010**.
- [70] PERA, C. und C. ANGELBERGER: *Large Eddy Simulation of a Motored Single-Cylinder Engine Using System Simulation to Define Boundary Conditions: Methodology and Validation*. *SAE Technical Paper Series*, 2011-01-0834:177–192, **2011**.
- [71] PIOMELLI, U. und J. CHASNOV: *Large-Eddy Simulations: theory and applications*. In: HALLBÄCK, M. ET AL. (Hrsg): *Turbulence and Transition Modelling*. Kluwer Academic, **1996**.
- [72] PISCHINGER, F.: *Sonderforschungsbereich 224 – Motorische Verbrennung*. Abschlussbericht, Lehrstuhl für Verbrennungskraftmaschinen, RWTH Aachen, **2001**.
- [73] PITSCH, H.: *Large-Eddy simulation of Turbulent Combustion*. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 38:453–482, **2006**.
- [74] POPE, S.B.: *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 7. Auflage, **2010**.
- [75] PRIESCHING, P., M. BOGENSPERGER, Z. PAVLOVIĆ, R. TATSCHL und O. VITEK: *Tracking Cycle to Cycle Variations in a Gasoline DI Engine by applying LES Combustion Modeling*. In: *International Multidimensional Engine Modeling User's Group Meeting at the SAE Congress*, **2011**.
- [76] RAFFEL, M., C.E. WILLERT, S.T. WERELEY und J. KOMPENHANS: *Particle Image Velocimetry*. Springer Berlin Heidelberg, **2007**.



- [77] RAKOPOULOS, C.D., G.M. KOSMADAKIS, A.M. DIMARATOS und E.G. PARIOTIS: *Investigating the effect of crevice flow on internal combustion engines using a new simple crevice model implemented in a CFD code*. Applied Energy, 88(1):111–126, **2011**.
- [78] RUTLAND, C., N. VAN DAM, V. SICK, D. REUSS, D. HAWORTH, J. OEFELEIN, T.-W. KUO und X. YANG: *A Common Engine Platform for Engine LES Development and Validation*. In: *LES4ICE - International Conference on LES for Internal Combustion Engine Flows*, **2012**.
- [79] SCHLICHTING, H. und K. GERSTEN: *Grenzschicht-Theorie*. Springer Berlin / Heidelberg, 10. überarbeitete Auflage, **2006**.
- [80] SHENG, J., H. MENG und R.O. FOX: *A large eddy PIV method for turbulence dissipation rate estimation*. Chemical Engineering Science, 55(20):4423–4434, **2000**.
- [81] SICK, V., D. REUSS, C. RUTLAND, D. HAWORTH, J. OEFELEIN, J. JANICKA, T.-W. KUO, X. YANG und M. FREITAG: *A common engine platform for engine LES development and validation*. In: *LES4ICE - International Conference on LES for Internal Combustion Engine Flows*, **2010**.
- [82] SOHM, V.M.: *Hybrid Turbulence Simulation to Predict Cyclic Variations in Internal Combustion Engines*. Doktorarbeit, Fakultät für Maschinenwesen der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, **2007**.
- [83] SPALART, P.R.: *Young-Person's Guide to Detached-Eddy Simulation Grids*. Technischer Bericht NASA/CR-2001-211032, National Aeronautics and Space Administration - Langley Research Center, **2001**.
- [84] TABOR, G.R. und M.H. BABA-AHMADI: *Inlet conditions for large eddy simulation: A review*. Computers & Fluids, 39:553–567, **2010**.
- [85] TECPLOT, INC.: *Tecplot 360 User's Manual*, **2011**.
- [86] THÉVENIN, D., O. IMBERDIS, M. HARTMANN, H. BENSLER und L. KAPITZA: *Flow fluctuations generated by the intake port of a DISI engine*. In: TSCHÖKE, H. (Hrsg): *Diesel- und Benzindirekteinspritzung V*. expert-Verlag Renningen, **2009**.
- [87] THIEN, G.: *Entwicklungsarbeiten an Ventilkämen von Viertakt-Dieselmotoren*. Österreichische Ingenieur-Zeitschrift, 8:291–302, **1965**.
- [88] THOBOIS, L., G. RYMER, T. SOULÉRES und T. POINSOT: *Large-Eddy Simulation in IC Engine Geometries*. SAE Technical Paper Series, 2004-01-1854:1–18, **2004**.
- [89] THOBOIS, L., G. RYMER, T. SOULÉRES, T. POINSOT und B. VAN DEN HEUVEL: *Large-Eddy Simulation for the Prediction of Aerodynamics in IC Engines*. International Journal of Vehicle Design, 39(4):368–382, **2005**.
- [90] TOWERS, D. und C. TOWERS: *High-Speed PIV: Applications in Engines and Future Prospects*. In: *Particle Image Velocimetry: New Developments and Recent Applications*. Springer Berlin Heidelberg, **2008**.

- [91] VERMOREL, O., S. RICHARD, O. COLIN, C. ANGELBERGER, A. BENKENIDA und D. VEYNANTE: *Towards the understanding of cyclic variability in a spark ignited engine using multi-cycle LES*. Combustion and Flame, 156:1525–1541, **2009**.
- [92] VREMAN, B., B. GEURTS und H. KUERTEN: *Subgrid-Modelling in LES of Compressible Flow*. Applied Scientific Research, 54:191–203, **1995**.
- [93] WALTHER, J.: *Quantitative Untersuchungen der Innenströmung in kavitierenden Dieseleinspritzdüsen*. Doktorarbeit, Fachbereich Maschinenbau der Technischen Universität Darmstadt, **2002**.
- [94] YAVUZ, I.: *Refined Turbulence Models for Simulation of IC-Engine Cylinder Flows*. Doktorarbeit, College of Engineering and Mineral Resources at West Virginia University, **2000**.

# Anhang A

## Gewichtungsfunktionen

Die Definitionen der Gewichtungsfunktionen werden in [5] wie folgt angegeben:

### Erste Gewichtungsfunktion des SST-Modells

$$\begin{aligned}
 F_1 &= \tanh(f_1^4) \\
 f_1 &= \min \left( \max \left( \frac{\sqrt{k}}{C_\mu \omega y}, \frac{500 \bar{\mu}}{\bar{\rho} \omega y^2} \right), \frac{4 \bar{\rho} k}{CD_{k\omega} \sigma_{\omega 2} y^2} \right) \\
 CD_{k\omega} &= \max \left( \frac{2}{\sigma_{\omega 2} \omega} \bar{\rho} \nabla \omega \cdot \nabla k, 10^{-10} \right)
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

### Zweite Gewichtungsfunktion des SST-Modells

$$\begin{aligned}
 F_2 &= \tanh(f_2^2) \\
 f_2 &= \max \left( \frac{2 \sqrt{k}}{C_\mu \omega y}, \frac{500 \bar{\mu}}{\bar{\rho} \omega y^2} \right)
 \end{aligned} \tag{A.2}$$

### Gewichtungsfunktion $\sigma_{des}$ des zonalen SST-DES-Modells

Ausgangsform  $\sigma$  zusammen mit den eingehenden Eigenschaften:

$$\begin{aligned}
 \sigma &= \tanh(f_A^2) \\
 f_A &= \max \left( \frac{C_{des} \Delta}{L f_g} - \frac{1}{2}, 0 \right) && \text{Längenskalenverhältnis} \\
 f_g &= \max \left( \tanh(f_B^4), 10^{-10} \right) \\
 f_B &= \frac{|\bar{\Omega}| \max(|\bar{\Omega}|, |\bar{S}|)}{\max \left( \frac{1}{2} (|\bar{\Omega}|^2 + |\bar{S}|^2), 10^{-10} \right)} && \text{Rotations-Scher-Verhältnis}
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

Begrenzte Gewichtungsfunktion  $\sigma_{cfl}$  für hohe CFL-Zahlen:

$$\sigma_{cfl} = \max \left( \sigma, 1 - \min \left( \frac{CFL_{max}}{CFL}, 1 \right) \right), \quad \text{Standardwert für } CFL_{max} = 5 \quad (A.4)$$

Kombination der SST-Gewichtungsfunktionen  $F_1$  und  $F_2$  mit  $\sigma_{cfl}$  für das zonale SST-DES-Modell [5]:

$$\sigma_{des} = \max (\sigma_{cfl}, c_{F_1} F_1, c_{F_2} F_2), \quad \text{Auswahlfaktoren } c_{F_1}, c_{F_2} = \{0, 1\} \quad (A.5)$$

## Hexaederelement-Ansatzfunktionen

Die tri-linearen Ansatzfunktionen  $N_n(\mathbf{s})$ ,  $n=1\dots 8$ ,  $\mathbf{s} = (s, t, u)$  auf dem Hexaederelement (vgl. Abb. 3.3) lauten in ANSYS CFX [5]:

$$\begin{aligned} N_1(s, t, u) &= (1-s)(1-t)(1-u) \\ N_2(s, t, u) &= s(1-t)(1-u) \\ N_3(s, t, u) &= st(1-u) \\ N_4(s, t, u) &= (1-s)t(1-u) \\ N_5(s, t, u) &= (1-s)(1-t)u \\ N_6(s, t, u) &= s(1-t)u \\ N_7(s, t, u) &= stu \\ N_8(s, t, u) &= (1-s)tu \end{aligned} \quad (A.6)$$

## Drallzahlberechnung

Volumengemittelte Drallzahl bezogen auf das Massezentrum

$$D_M(t) = \frac{\frac{1}{2\pi N} \int_V \rho(\mathbf{x}, t) ((x - x_M(t))v(\mathbf{x}, t) - (y - y_M(t))u(\mathbf{x}, t)) dV}{\int_V \rho(\mathbf{x}, t) ((x - x_M(t))^2 - (y - y_M(t))^2) dV} \quad (A.7)$$

$$x_M(t) = \frac{\int_V \rho(\mathbf{x}, t) x dV}{\int_V \rho(\mathbf{x}, t) dV} \quad y_M, z_M \text{ analog}$$





Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten.

